AUG 31 1927
Not to be taken

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 14. Ausgegeben am 15. Juli 1927. No. 738. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Gaertner, Eine Wiederholung einiger Messungen Barklas über Unstetigkeiten bei der Absorption von Röntgenstrahlen in Aluminium (sogenanntes „J-Phänomen"). S. 493—502.

N. Stark und O. Blüh, Über die Adsorption und die Gestalt des CO_2-Moleküls. S. 502—504.

K. Schollmayer, Richtigstellung von Einwänden gegen Ostwalds Farbenlehre. S. 504—510.

H. Petersen, Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre. S. 510—513.

C. Manneback, Bemerkung über die Arbeit von Herrn Gans „Über die Dielektrizitätskonstante im Rahmen der Wellenmechanik". S. 514.

Zusammenfassende Berichte:

R. Mecke und M. Guillery, Bandenspektra. II (Schluß). S. 514—531.

Besprechungen:

K. Fladt, Gewöhnliche Differentialgleichungen. S. 531.

P. Mildner, Über Luftdruckwellen. S. 531—532.

J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase. S. 532.

A. Seitz, Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut. S. 532.

Personalien. S. 532.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

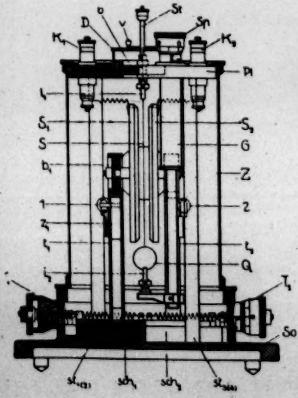
Röntgen-Einrichtungen
und Zubehör für
Materialuntersuchungen

KOCH & STERZEL
AKTIENGESELLSCHAFT * DRESDEN

Man verlange unsere Druckschriften oder Vertreterbesuch
Vertretungen an allen größeren Plätzen des In- und Auslandes

B 101

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,
München.



Saiten-Elektrometer
nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923.
Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 14. 15. Juli 1927. Redaktionsschluß für No. 16 am 5. August 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Gaertner, Eine Wiederholung einiger Messungen Barklas über Unstetigkeiten bei der Absorption von Röntgenstrahlen in Aluminium (sog. „J-Phänomen"). S. 493.

N. Stark und O. Blüh, Über die Adsorption und die Gestalt des CO_2-Moleküls. S. 502.

K. Schollmayer, Richtigstellung von Einwänden gegen Ostwalds Farbenlehre. S. 504.

H. Petersen, Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre. S. 510.

C. Manneback, Bemerkung über die Arbeit von Herrn Gans „Über die Dielektrizitätskonstante im Rahmen der Wellenmechanik". S. 514.

Zusammenfassende Berichte:

R. Mecke und M. Guillery, Bandenspektra. II. (Schluß.) S. 514.

Besprechungen:

K. Fladt, Gewöhnliche Differentialgleichungen. S. 531.

P. Mildner, Über Luftdruckwellen. S. 531.

J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase. S. 532.

A. Seitz, Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut. S. 532.

Personalien. S. 532.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine Wiederholung einiger Messungen Barklas über Unstetigkeiten bei der Absorption von Röntgenstrahlen in Aluminium (sogenanntes „J-Phänomen").

Von Otto Gaertner.

Über obiges Thema ist eine namhafte Anzahl von Arbeiten erschienen. Der Anlaß zur Ausführung derselben, sowie deren Weiterführung bis zur Zeit dieser Mitteilung ging in erster Linie von Barkla (1) aus. Da hier die Apparatur, welche für die Messungen Barklas erforderlich ist, bereits für andere Zwecke bereit stand, schien die Wiederholung einiger Messungen wegen ihrer unerwarteten Ergebnisse naheliegend. Außerdem sollen in dieser Mitteilung die Versuche und Gedankengänge Barklas eine kurze Besprechung erfahren, da sich dessen Arbeiten im Original nicht leicht überblicken lassen. Zur leichteren Orientierung über den Gegenstand erscheint es angebracht, der Besprechung der Literatur einige zusammenfassende Bemerkungen vorauszuschicken.

Sämtliche hierhergehörigen Arbeiten Barklas bzw. seiner Mitarbeiter bezwecken unter anderem in ihrem experimentellen Teil eine Feststellung von Unstetigkeitsstellen, sogenannter „J-Diskontinuitäten" in der Beziehung $\frac{\mu}{\varrho} = f(\lambda)$ für Wellenlängen $\lambda < \lambda_k$. In dem theoretischen Teil sind die Mitteilungen bis zu derjenigen von Barkla und Sale (12) aus dem Jahre 1923 durch die Ansicht Barklas beherrscht, daß eine Eigenstrahlung der Elemente existiere, die sogenannte „J-Strahlung", welche noch kurzwelliger sei als die K-Strahlung derselben.

Die folgenden zwei Mitteilungen lassen eine Änderung in Barklas Ansichten erkennen. Barkla bringt hier eine neue Deutung der J-Diskontinuitäten, indem er dieselben nicht mehr einer J-Strahlung, sondern einem bis dahin unbekannten Phänomen zuschreibt, über das er zunächst nichts Genaueres aussagt. Die nun folgenden zahlreichen Untersuchungen stammen aus den Jahren 1925 und 1926. Eine präzisere Erklärung dessen, was er unter „J-Phänomen" versteht, hat Barkla bis jetzt noch nicht gegeben. Was an diesbezüglichen Äußerungen Barklas vorliegt, ist bei Besprechung der Arbeiten aus den Jahren 1925 und 1926 angegeben.

Diejenigen Beobachter, welche aus ihren Versuchsergebnissen auf die Existenz einer J-Strahlung glaubten schließen zu dürfen, waren Barkla und White (2), de Broglie (3), Williams (4), Owen (5), Houston (6) und Dauvillier (7). Als Versuchsmethode zum Nachweis der Eigenstrahlung diente die Absorptionsanalyse oder die Messung der spektralen Energieverteilung. Die Intensität der Röntgenstrahlen wurde vorwiegend nach der Ionisationsmethode gemessen. Das Vorhandensein einer Eigenstrahlung wurde aus plötzlichen Richtungsänderungen der Kurven $\frac{\mu}{\varrho} = f(\lambda)$ bzw. $J = \varphi(\lambda)$ gefolgert. In folgender Zusammenstellung sind unter λ_J diejenigen Wellenlängen angegeben, für welche sogenannte J-Diskontinuitäten gefunden wurden.

Beobachter	Absorber	λ_J
Barkla u. White	Aluminium	0,37 A.-E.
"	Kohlenstoff	0,42
"	Sauerstoff (Wasser)	0,39
De Broglie . . .	Silber	0,178
Williams	Aluminium	0,49
Owen	Kupfer	0,448
"	Silicium	0,493
Dauvillier . . .	Aluminium	0,358
"	Brom	0,227

Eine Arbeit von Crowther (8) „Über J-Strahlung" sei hier nur erwähnt, da sie sich trotz ihres Titels im experimentellen Teil mit einem anderen Gegenstande befaßt und nur durch irrtümliche Schlußfolgerungen in Beziehung zu dem Thema kommt. Richtmeyer (9), sowie teilweise Duane und Shimizu (10) wiederholten diese Versuche mit spektral zerlegter Strahlung ohne außerhalb der Meßfehler von 1 Proz. eine Andeutung von Unstetigkeiten des Absorptionskoeffizienten in einer großen Umgebung der fraglichen Stellen zu finden. Auch Siegbahn (11) konnte in eingehender Untersuchung keinen J-Absorptionssprung bei Aluminium feststellen. Richtmeyer wies darauf hin, daß es sich bei den genannten Arbeiten um Änderungen des Absorptionskoeffizienten bzw. der Intensität im Betrage von einigen Prozenten handelte, die auch schon durch größere Versuchsfehler verursacht werden konnten und daß die K-Absorptionsgrenze für Jod von Duane und Shimizu zu 0,3737 A.-E. gefunden wurde, wodurch ebenfalls die Befunde derjenigen Beobachter fraglich werden, welche Ionisationskammern mit Methyljodiddampf benutzten. Außer Barkla hat auch keiner der oben angeführten Autoren seine Beobachtungen aufrecht erhalten. Die Barklasche Arbeit wird noch an anderer Stelle besprochen werden.

Barkla äußerte sich nicht zu diesen Ergebnissen. Er (12) veröffentlichte vielmehr eine Untersuchung über die Streuung der Röntgenstrahlen unter dem Titel „Notes on X-Rays Scattering and on J-Radiation". Ebenso behandeln alle von jetzt an erscheinenden Arbeiten die Streuung der Röntgenstrahlen. Das Ergebnis dieser Arbeit wird durch den folgenden Satz gekennzeichnet: These investigations have not fournished the evidence of the existence of I characteristic radiation, which so many resulte let us to expect. Diese Arbeit ist insofern bemerkenswert, als Barkla jetzt allmählich seine Annahme von der Existenz einer J-Strahlung aufgibt und dafür in der folgenden Mitteilung eine neue Deutung der früher von ihm beobachteten J-Diskontinuitäten zwar noch nicht direkt ausspricht, wohl aber erkennen läßt. In der Mitteilung: „The J-Phenomenon and X-ray Scattering" äußert sich Barkla (13) zunächst über Comptons Quantentheorie der Streuung „I venture to think, that this (Comptons) theory has little connexion with the phenomenon of X-ray scattering, as I observed it nearly twenty years ago and as I still know it".

Barkla betont, daß es sehr leicht ist, Unterschiede in der „durchdringenden Kraft" der Primär- und Streustrahlung nachzuweisen, daß er jedoch schon vor vielen Jahren eine wichtige Fehlerquelle bei solchen Messungen erkannt habe „This is connected with what I have called the I radiations, discontinuities or transformations. The important fact is, that a beam of X-rays in transmission through matter under certain critical conditions, becomes considerably more absorbable. We can now certainly say, that these I transformations not only might produce but actualy do produce the softening, which we have observed in the scattered radiation in many experiments". Mit diesen Sätzen leitet Barkla von der J-Strahlung zu seiner neuen Auffassung von den J-Diskontinuitäten über. Barkla bringt noch zahlreiche Behauptungen und Schlußfolgerungen, welche eine Aufrechterhaltung der klassischen Theorie der Streuung bezwecken und bemerkt, daß dieselben sich auf Experimente stützen. Die letzteren werden jedoch nicht angegeben. Compton (14) hat die Ausführungen Barklas eingehend erwidert und dabei gezeigt, daß die von Barkla gegen die Quantentheorie der Streuung angeführten Überlegungen bei genauerer Betrachtung nicht zu Widersprüchen mit derselben führen. In dieser Erwiderung gibt Compton andererseits auch zu, daß Barkla die Wellenlängendifferenz zwischen Primär- und Streustrahlung bereits bei den ersten Streuversuchen bemerkt, aber für Versuchsfehler gehalten habe. Deshalb habe er (Compton) die Zitierung dieses Befundes in seiner ersten Arbeit nicht für nötig gehalten. Der schon oben hervorgehobene Wandel in Barklas Auffassung der J-Diskontinuitäten ist auch aus der einzigen im Jahre 1924 erschienenen Mitteilung zu erkennen. Hier sagt Barkla (15), das J-Phänomen äußere sich genau so wie die Fluoreszenz in einer Diskontinuität der Absorption. Aber trotzdem sei es weder Fluoreszenz noch Streuung, wenngleich es auch in engem Zusammenhang damit stehe. Der Unterschied gegenüber der Fluoreszenz besteht darin, daß das Auftreten der J-Diskontinuitäten nicht nur von der Wellenlänge der Strahlung, sondern auch von anderen, zur Zeit noch unidentifizierten Faktoren abhänge. Die übrigen zahlreichen Ausführungen Barklas werden noch weiter unten erwähnt, da sie wesentlich übereinstimmen mit denjenigen, welche er in späteren Arbeiten gebracht hat. Dieselbe Bemerkung gilt für die zahlreichen angeführten experimentellen Ergebnisse, bei denen ein Hinweis auf Literatur nicht vorhanden ist. Zum Schluß schreibt Barkla unter anderem: „No direct evidence of the emission by the absorbing substance of an characteristic X-radiation (of J-series) has been obtained".

Die Arbeiten aus den Jahren 1925 und 1926 sollen zwecks übersichtlicherer Zusammenfassung in einer von der zeitlichen etwas abweichenden

Reihenfolge behandelt werden. Zunächst seien die Arbeiten von Dunbar (16) Khastgir und Watson (17) sowie von Watson (20) herausgegriffen, deren Ergebnisse in bezug auf den Nachweis der Existenz eines J-Phänomens völlig negativ sind. Dunbar (16) wiederholte sehr eingehend die Absorptionsmessungen von Barkla und White (2) aus dem Jahre 1917. Diese Messungen sind mit gefilterten Strahlengemischen ausgeführt. Die mittlere Wellenlänge derselben wird unter Benutzung Siegbahnscher Messungen durch eine Abschwächungsmessung in Kupfer bestimmt. In den von Barkla angegebenen Kurven (Fig. 1) ist anstatt der mittleren Wellen-

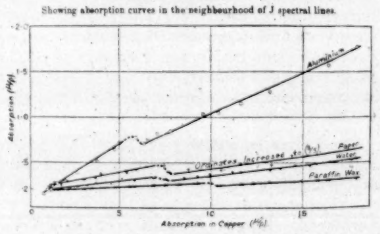


Fig. 1.

länge der direkt gemessene Wert $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Cu}$ als Abszisse gewählt. Dunbar gibt den wahrscheinlichen Fehler seiner Messungen zu 1 Proz. an und kommt zu dem Ergebnis (s. die Kurve Fig. 2 aus Dunbars Arbeit): „Hence we may

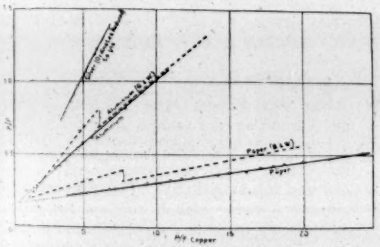


Fig. 2.

conclude, that under the conditions of experiment, described above, the J-discontinuities do not appear". Dunbar benutzte eine Glühkathodenröhre, Barkla eine gashaltige Röhre. Als Hochspannungsquelle diente in beiden Fällen ein Induktor mit Quecksilberunterbrecher. Die Untersuchung wurde in Barklas Laboratorium ausgeführt und auch von demselben mitgeteilt.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die eben zitierte, im Jahre 1917 von Barkla und White ausgeführte Arbeit bis zum Jahre 1924 (einschließlich), die einzige zur Veröffentlichung gelangte systematische experimentelle Untersuchung ist, auf deren positives Ergebnis sich Barkla stützen kann. Auch die Berechnungen von Khastgir und Watson (17), welche unter dem Titel „Spektroskopische Evidenz der J-Transformation der Röntgenstrahlen" erschienen, stellten sich als irrtümlich heraus, da diese Autoren ihren Berechnungen ältere Wellenlängenmessungen aus dem Jahre 1915 zugrunde legten. Mit diesen Werten ergab sich, daß die Kurven $\lambda_{k_1} = f_1(z)$ und $\lambda_{k_{\alpha_1}} = \varphi_1(z)$ in dem Intervall $z = 40$ bis $z = 60$ zwei Unstetigkeitsstellen hatten und zwar gerade für diejenigen Wellenlängen, für die Barkla und White in Aluminium J-Diskontinuitäten gefunden hatten. Die Verfasser nahmen an, daß bei der spektroskopischen Wellenlängenmessung eine J-Transformation der Röntgenstrahlen in der Glaswand der Röhre oder im Calcitkristall stattgefunden habe. Siegbahn (18) und Nipper (19) gaben gleichzeitig eine Erwiderung, in der sie zeigten, daß mit den neuesten Werten der Wellenlängen die erwähnten Kurven keine Diskontinuitäten zeigen.

In der Arbeit von Watson (20) bringt Barkla eine bemerkenswerte Hypothese, welche das Zustandekommen von J-Diskontinuitäten erklären könnte. Barkla nimmt an, daß es für jedes Element eine kritische Wellenlänge gäbe, welche bewirke, daß dieses Element vorübergehend in den Zustand des Elementes der folgenden Ordnungszahl gebracht werde, womit dann auch eine plötzliche Zunahme der Absorption verbunden wäre.

Dementsprechend wird untersucht, wie die Absorption einer gegebenen Röntgenstrahlung in Aluminium geändert wird, wenn dieses gleichzeitig von einem zweiten Bündel Röntgenstrahlen in anderer Richtung durchsetzt wird. Die zwei sich kreuzenden Strahlenbündel werden dadurch erhalten, daß die Primärstrahlung einer Röhre an zwei Aluminiumplatten gestreut wurde. Zur Messung dienen die zwei Streustrahlenbündel. Die erwartete Beeinflussung ließ sich nicht auffinden. Die Versuchsbedingungen bewegten sich jedoch in engen Grenzen, so daß weitere Versuche unter extremen Versuchsbedingungen und mit größerer Genauigkeit angebracht wären.

Drei in der Zeitschrift „Nature" erschienene „Letters" (21, 22) beziehen sich auf die Veröffentlichungen in Phil. Mag. und bringen diesen gegenüber inhaltlich nichts Neues.

Die Veröffentlichungen in Phil. Mag. (23—29) sind mit einer Ausnahme betitelt: „The J-Phe-

nomenon in X-rays", Part. I, II usw. bis IV. Der theoretische Teil dieser Arbeiten soll hier zusammengefaßt vorausgeschickt werden, während der experimentelle Teil jeder Arbeit für sich besprochen wird.

Zunächst ist zu bemerken, daß Barkla bis jetzt noch keine präzisere Erklärung dessen gegeben hat, was man sich unter dem „J-Phänomen" vorstellen soll. Noch in der drittletzten, 1926 erschienenen Arbeit, schreibt Barkla zum Schluß: „The J-Phenomenon will be further described and discussed in later papers". Auch die diesbezüglichen vorliegenden Äußerungen Barklas haben den Charakter von Andeutungen oder gelegentlichen Bemerkungen und lauten etwa folgendermaßen: Nach Barkla ist die Wellenlänge einer Strahlung keine für dieselbe charakteristische Größe. Die spektroskopische Wellenlängenmessung verwirft Barkla, weil hierbei die Strahlung erst eine Kristallschicht durchsetzen und streuende Materie passieren muß, ehe sie zur Beobachtung gelangt und weil die spektroskopische Messung im Gegensatz zur Absorptionsanalyse nur Mittelwerte über größere Zeiträume ergibt: „By the absorption method, effects may be observed which could never be detected by the X-ray spectrometer, because, as we have found, X-ray phenomena are not governed by mere wave length". Anstatt der Wellenlänge bzw. Frequenz führt Barkla die „Absorbierbarkeit" als charakteristische Größe einer Strahlung ein, ohne indes eine Definition der „Absorbierbarkeit" zu geben. Barkla begründet diese Behauptungen mit dem experimentellen Befund, daß die J-Diskontinuitäten unter den verschiedensten Bedingungen auftraten, wenn das betreffende Strahlengemisch einen bestimmten Absorptionskoeffizienten (in Kupfer bzw. Aluminium) zeigte. Weiterhin behauptet Barkla, daß das Auftreten der J-Diskontinuitäten mit den aus der Thermodynamik bekannten unstetigen Zustandsänderungen vergleichbar sei, welche bei der Störung eines labilen Gleichgewichtszustandes vorkommen. Ebenso wie eine überhitzte Flüssigkeit bzw. ein unterkühlter Dampf unter einer günstigen Bedingung plötzlich in Dampf übergehe bzw. sich kondensiere, ebenso könne die Strahlungsenergie aus einem kondensierten Zustand plötzlich frei werden oder umgekehrt. Für die Strahlung müsse es also auch eine Größe geben, welche der Temperatur im Falle einer überhitzten Flüssigkeit bzw. eines unterkühlten Dampfes entspricht.

Diese Überlegungen Barklas treten jedoch ganz zurück gegenüber den Diskussionen des Streuvorganges, welchen der meiste Raum gewidmet ist. Hier sei nochmals darauf hingewiesen, daß Barkla zur Zeit der Entdeckung des Comptoneffektes von seiner Deutung der J-Diskontinuitäten als Absorptionsgrenze einer Eigenstrahlung überging zur Hypothese von einer J-Transformation, wonach unter gewissen Bedingungen die Röntgenstrahlen eine Transformation beim Durchgang durch die Materie erleiden. Nach Barkla findet beim Streuvorgang selber keine Wellenlängenänderung statt. Die tatsächlich beobachtete Wellenlängenänderung (Barkla macht trotz gegenteiliger Ansicht doch ständig von dieser Größe Gebrauch) rührt daher, daß die Streustrahlung erst auf dem weiteren Wege durch die streuende Materie und durch das Absorptionsfilter allmählich eine Wellenlängenänderung erleidet. Diese Wellenlängenänderung eben bezeichnet Barkla als „J-Transformation". Die experimentellen Untersuchungen bezwecken demgemäß den Nachweis, daß die „Wellenlängenänderung" nur unter gewissen Bedingungen eintritt, nachdem die Strahlung eine gewisse Schichtdicke von Materie passiert hat.

Die Versuche, welche Barkla ausführte bzw. ausführen ließ, bestehen sämtlich in einer Absorptionsanalyse von Strahlengemischen, wobei die Versuche mit Streustrahlung bei weitem überwiegen. Eingangs wurde erwähnt, daß es sich dabei um die Feststellung von Unstetigkeitsstellen in der Beziehung $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right) = f(\lambda)$ für Wellenlängen $\lambda < \lambda_k$ handele. Diese Angabe entspricht nicht ganz den Tatsachen, jedoch bot sich ohne weitere Kenntnis der Barklaschen Ideen keine andere Möglichkeit der kurzen Zusammenfassung. Barkla will bekanntlich die Wellenlänge durch eine andere Größe, die Absorbierbarkeit, ersetzen. Deshalb gibt er in seinen Versuchen nicht λ als Abszisse an, sondern $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Cu}$ bzw. $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$, oder noch primitiver, die Stärke des Filters. Die Röhrenspannung ist mit Ausnahme der letzten Arbeit aus dem Jahre 1926 nicht angegeben.

Die erste, 1925 erschienene Arbeit von Barkla und Khastgir (23) „J-Transformation of Scattered X-rays" enthält eine im folgenden häufig wiederkehrende Versuchsanordnung (Fig. 3). Das Primärstrahlenbündel durchsetzt einen Streustrahler, gemessen wird die Intensität der Primärstrahlung und die Intensität der unter einem bestimmten Winkel (hier 90°) gestreuten Strahlung. In den Weg beider Strahlenbündel werden Filter von gleichem Material und gleicher aber wechselnder Stärke gebracht. Barkla findet, daß das Verhältnis der Intensitäten beider Strahlenbündel, als Funktion der Filterstärke dargestellt, eine Unstetigkeitsstelle (Fig. 4) hat und schließt daraus ohne jede Dis-

kussion der Meßgenauigkeit, daß: „the transformation in the secondary radiation has not been produced in the process of scattering; the J-transformation (in dem Absorptionsfilter) gave the appearance of a change of wave length in scattering". Es folgen jetzt die 6 Mitteilungen

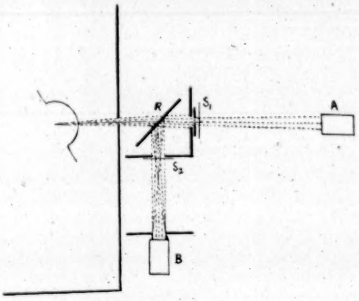


Fig. 3.

mit dem Titel: „The J-Phenomenon in X-rays, Part. I, II usw. bis IV.

The J-Phenomenon in X-rays (Part. I) (24); by Barkla: Der wichtigste Versuch dieser Arbeit besteht in einer Absorptionsanalyse der von

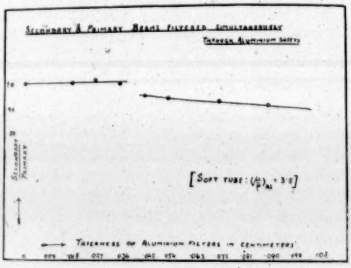


Fig. 4.

einer Aluminiumplatte ausgesandten Streustrahlung. $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ dient als Maß für die Wellenlänge der durch verschiedene Materialien gefilterten Streustrahlung. Die Versuchsergebnisse (Fig. 5) sind nur in Form von Kurven angegeben. Da die Versuche mit einer gashaltigen Röhre gemacht sind, erscheint es fraglich, ob die angedeuteten Knickpunkte reell sind, insbesondere weil keine Angabe darüber vorliegt, wie die Röhrenspannung gemessen, bzw. ob sie überhaupt irgendwie kontrolliert wurde. Bei einer gashaltigen Röhre besteht bekanntlich stets die Möglichkeit von plötzlichen Änderungen des Gasdrucks, womit auch die Röhrenspannung und die effektive Wellenlänge geändert werden. Barkla bemerkt auch selber: „Sometimes the J-discontinuity occurred for a comparable period, at certain times the J-effect appeared and disappeared before our eyes. Ähnlich sind die übrigen zahlreichen Versuche dieser Arbeit. Dieselben können deshalb übergangen werden, weil sie gemäß dem zitierten Ausspruche Barklas kein sichergestelltes Ergebnis bringen.

Part. II. Application to Scattered X-rays, by Barkla and Khastgir: Die Versuchsanordnung ist dieselbe, wie in der ersten Arbeit von Barkla und Khastgir. Sie bezweckt einen direkten Vergleich der Absorbierbarkeiten (Wellenlängen) von Primär- und Streustrahlung. Die Angaben sind in dieser Arbeit schwer verständlich und können am einfachsten an Hand der von Barkla angegebenen Kurve (Fig. 6) besprochen werden. Gemessen wurde das Verhältnis von Streustrahlungs- und Primärstrahlungsintensität, wobei folgende Bedingungen geändert wurden. Erstens wurde die Röhrenspannung stufenweise gesteigert, derart, daß sich durch eine an der ungefilterten Primärstrahlung

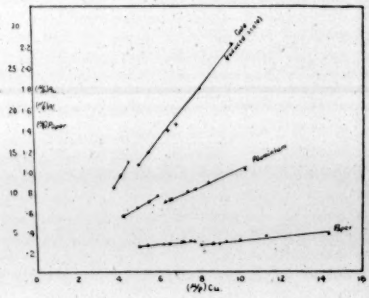


Fig. 5.

vorgenommene Abschwächungsmessung (in Aluminium) diejenigen Werte von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ ergaben, für welche in der Figur Beobachtungen verzeichnet sind. Es ergab sich, daß das Intensitätsverhältnis für sämtliche untersuchten Strahlengemische unabhängig von dem Werte $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ ist, durch den Barkla die Zusammensetzung des Primärstrahlengemisches charakterisiert. Zweitens wurden in den Gang des Primär- und Streustrahlenbündels jeweils ein Filter von gleicher

Stärke und gleichem Material gebracht, im Falle A und B 0,048 mm Aluminium, im Falle G 0,108 mm Aluminium und wieder das Intensitätsverhältnis für die gleichen Strahlengemische bestimmt, welche vorher ohne Filterung untersucht waren. Hier zeigte sich, daß das Intensitätsverhältnis über einen gewissen Bereich von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ konstant blieb und dann sich sprungweise änderte, um dann wieder konstant zu bleiben. Barkla schließt aus seinen Kurven (vgl. die ausgezogenen Linien), daß an drei Punkten, für $\left(\frac{\eta}{\varrho}\right)_{Al} = 3{,}8$, 1,9 und 0,7 Unstetigkeitsstellen liegen. Im Falle A findet Barkla

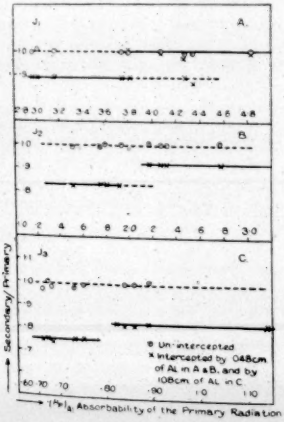


Fig. 6.

jedoch, daß schon vor Erreichung der Unstetigkeitsstelle $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al} = 3{,}8$ das Intensitätsverhältnis einmal den niedrigeren und dann wieder den höheren Wert haben kann, wie aus den Kreuzen zu ersehen ist, die sich auf die Beobachtungen an der gefilterten Strahlung beziehen. Barkla bemerkt hierüber: „very ocasional values were obtained at the lower level before the J-discontinuity was definitely reached. Dieser Zweideutigkeit widmet Barkla längere Betrachtungen, um mit Hilfe derselben auch die spektroskopische Messung Comptons an gestreuter MoK_α-Strahlung durch das J-Phänomen zu erklären. Die betreffende einleitende Bemerkung lautet: „This result (gemeint ist die Zweideutigkeit des Intensitätsverhältnisses) makes the nearest approximation to anything of the nature of a change, such as given by Comptons hypothesis". Zum Schluß schreibt Barkla: „This dependence on some unknown critical conditions is characteristic of the J-phenomenon. What then is the J-phenomen? It is too new an too comprehensive to describe in a few words.

The J-Phenomenon (Part. III). Notes on superposition of X-Rays and on Scattering. By Barkla u. Mackenzie (26): Zum Unterschied gegen die vorhergehenden Arbeiten werden hier die Wellenlängen zweier Streustrahlungen verglichen, welche von einem Streukörper (Aluminium bzw. Paraffin) unter den Winkeln von 60 bzw. 120° ausgesandt werden. Beide Strahlenbündel werden in gleicher Weise gefiltert. Das Intensitätsverhältnis ist innerhalb gewisser Grenzen

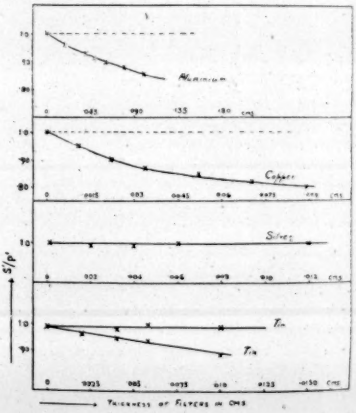


Fig. 7.

unabhängig von der Filterstärke (welche als Abszisse gewählt ist). Es ändert sich nur unstetig mit derselben in den Fällen, in denen die gefilterte Streustrahlung Werte für $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Al}$ ergibt, die bei 3,6, 1,9 und 0,7 liegen. Da für diese Fälle in der vorhergehenden Arbeit bereits Unstetigkeitsstellen gefunden worden waren, sieht Barkla hierin eine weitere Sicherstellung seiner Beobachtungen. Dieses Resultat schränkt Barkla wieder ein durch die Bemerkung, daß: „we have obtained series of consecutive experimentel results, those, showing a difference between the two beames by discontinuites, those showing a difference continous by and those showing no difference (in absorbability)". Barkla begründet diesen Befund mit den Worten: what under some conditions takes place continously, under

other conditions occurs discontinously. Zum Vergleich zieht er den Kondensationsvorgang eines Dampfers heran, dessen Eintreten erst durch Kondensationskerne ausgelöst wird. Etwas Ähnliches soll auch bei der Strahlung stattfinden, nur kann Barkla die auslösenden Bedingungen nicht auffinden; Barkla diskutiert jedoch nicht die Möglichkeiten von diskontinuierlichen Veränderungen in der Apparatur (Induktor mit Quecksilberunterbrecher und Ionenröhre).

The J-Phenomenon (Part. IV). Scattered X-Rays. By Barkla und Khastgir (27).

Barkla behauptet hier, daß die Wellenlängendifferenz zwischen Primär- und Streustrahlung gar nicht als Wellenlängendifferenz in dem üblichen Sinne aufzufassen sei, da man je nach dem zur Absorptionsanalyse benutzten Material für dieselbe Primär- und Streustrahlung ganz verschiedene Werte für diese Differenz erhalte. Das Weitere ist aus der Kurve (Fig. 7) zu ersehen. Als Ordinate ist wieder das Verhältnis von Streustrahlungs- und Primärstrahlungsintensität aufgetragen; Versuchsmethode und Anordnung sind dieselben, wie in den vorhergehenden Arbeiten. Barkla weist auf die Möglichkeit hin, daß bei Zinn und Silber die Wellenlänge der K-Grenze in der angewandten Strahlung mit merklicher Intensität vorhanden sein und die Ergebnisse beeinflussen konnte. Diese Strahlung ist in keiner Weise charakterisiert, so daß eine Nachprüfung dieser Versuche nicht ohne weiteres möglich ist. Es werden auch noch Versuche über die Streuung unter verschiedenen Winkeln gemacht. Barkla kommt zu dem Ergebnis: In place of the Compton effect we observe the J-Transformation, which, though governed by different laws, shows a remarkable correspondence with the Compton effect. The alternatives thus are: No Compton effect in all our experiments. A complete divorce of the activity of an X radiation from wave lenght, and the substitution of an entirely new system of laws.

The J-Phenomenon (Part. V). Notes on Scattered X-Rays. By Barkla und Mackenzie (28): Diese Arbeit enthält eine Wiederholung von Versuchen, die in Part. III beschrieben sind. Es sollen die Ursachen festgestellt werden, welche die wechselnden Versuchsergebnisse veranlaßten (s. die in englisch zitierte Stelle). In Abänderung der früheren Versuche wurde die Frequenz des Unterbrechers (für den Induktor) systematisch verändert, wobei sich zeigte, daß die J-Diskontinuitäten nur bei einer bestimmten Frequenz des Unterbrechers stark ausgeprägt waren, während für benachbarte Frequenzen eine Verflachung der betreffenden Kurven zu erkennen war. Schließlich zeigten sich nach längerem Experimentieren überhaupt keine Unstetigkeitsstellen mehr.

The control of the J-Phenomenon. (Part. VI.) By Barkla and Watson (29): Das Bemerkenswerte dieser Arbeit liegt darin, daß zum erstenmal ein Transformator statt des Induktors und eine Glühkathodenröhre statt der Ionenröhre angewandt werden. Auch ist die Röhrenspannung (60 KV. max) und das Anodenmaterial (Wolfram) angegeben. Gemessen wird das Verhältnis von Primärstrahlungsintensität und Intensität der von einem Paraffinkörper unter 90^0 gestreuten Strahlung (Fig. 3). Das Ergebnis wird durch die Kurve (Fig. 8) veran-

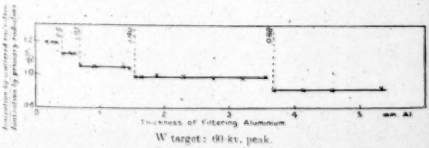


Fig. 8.

schaulicht, welche keiner weiteren Erläuterung bedarf. S/P bedeutet das Verhältnis von Streu- und Primärstrahlenintensität in willkürlichen Einheiten. Die Messungen dieser Arbeit sollen im folgenden eine Wiederholung erfahren.

Apparate und Meßmethoden.

Als Hochspannungsquelle genügte für die Versuche der Neo-Intensiv-Apparat von Siemens-Reiniger-Veifa, da eine Spannung von nur 60 KV. max bei 5 MA. Röhrenstromstärke erforderlich war. Die Glühkathodenröhre war von C. H. F. Müller, Hamburg angefertigt. Die aus Wolfram bestehende Anode wurde durch siedendes Wasser gekühlt. Die Röhre war über ein Glühventil direkt an den Transformator angeschlossen. Die Röhrenspannung wurde mit der Kugelfunkstrecke der Firma C. H. F. Müller gemessen (Kugeln mit 12,5 Durchmesser). Vor der Funkstrecke war ein Wasserwiderstand von solcher Größe eingeschaltet, daß der durch die Funkenstrecke gehende Strom ca. 0,5 M.A. betrug. Das als Streustrahler dienende Paraffin und die zur Absorptionsmessung benutzte Aluminiumfolie stammten von den reinsten, von Merck erhältlichen Qualitäten. Ionisationskammer und Elektrometer waren in geerdete Gehäuse von 4 mm starkem Bleiblech eingebaut. Zur Spannungs- bzw. Strommessung dienten Wulfsche Einfadenelektrometer (von Leybold, Köln). Die Elektroden in den Ionisationskammern waren in Form zweier paralleler Platten aus Aluminiumblech so angeordnet, daß sie nicht von den Strahlen getroffen wurden.

Die Hilfsspannung für die Elektrometer und die Aufladespannung für die Ionisationskammern

wurden von 9 Pertrix Anodenbatterien von je 100 Volt (in ungebrauchtem Zustand) geliefert. Die Mitbenutzung der Hilfsspannungsbatterien zur gleichzeitigen Aufladung der Ionisationskammern bewährte sich nicht, weil schon ein Kurzschluß derselben über 1 Megohm den Elektrometerfaden um 4 Teilstriche aus der Nullstellung brachte und bei stärkerer und längerer Belastung eine Nullpunktwanderung verursachte, die noch ca. $^1/_2$ Stunde nach Aufhören des Kurzschlusses anhielt.

Bei dem Elektrometer p (zur Messung der Primärstrahlung) wurde die mit dem Elektrometerfaden verbundene Elektrode aufgeladen, die andere Elektrode geerdet und die Entladung beobachtet. Bei dem Elektrometer s (zur Messung der Streustrahlung) wurde die Aufladung der mit dem Elektrometerfaden verbundenen Platte gemessen, wenn die gegenüberliegende Platte auf einem Potential gehalten wurde, welches oberhalb der Sättigungsspannung lag. Die Messung der Ionisationsströme wurde noch dadurch vereinfacht, daß nur die Kenntnis ihres Verhältnisses erforderlich war. Die Vereinfachung bestand darin, daß die Blende für das Primärstrahlenbündel mit Hilfe einer Verschlußvorrichtung so lange geöffnet wurde, bis der Faden des Elektrometers s über einen bestimmten Bereich der Skala gegangen war. Dann ließ sich aus der Stellung des Elektrometerfadens p direkt das Intensitätsverhältnis ablesen, da die Spannungskurve desselben in dem betreffenden Meßbereich praktisch eine Gerade war. Die umgekehrte Ablesung wäre wesentlich unpraktischer gewesen, da die Spannungskurve des Einfadenelektrometers bei den höheren Empfindlichkeiten stark gekrümmt ist.

Versuchsdaten und Ergebnisse.

Die folgende Zusammenstellung enthält diejenigen Versuchsdaten, deren Kenntnis unter Umständen erforderlich sein dürfte. Der Buchstabe p bezieht sich auf die Meßanordnung für die Primärstrahlung, s auf diejenige für die Streustrahlung.

Ionisationsstrom (max)	p)	$3{,}1 \times 10^{-10}$ Amp.
	s)	$0{,}17 \times 10^{-10}$ Amp.
Spannungsänderung des Elektrometers	p)	93 bis 112 Volt
	s)	31,4 „
Aufladespannung	p)	300 „
für die Elektroden der Ionisationskammer	s)	180 „
Ablesung über	p)	25 bis 30 Teilstriche
	s)	37 „
Röhrenstromstärke		4,5 M. A.
Röhrenspannung		60 K.V. max
Elektrodenabstand	p)	6 cm
in der Ionisationskammer	s)	9 cm
Hilfsspannung für das Elektrometer	s)	$\pm$ 124 Volt gegen Erde
Schneidenabstand	s)	$\pm$ 1 cm vom Faden
Abstand Fokus-Paraffinplatte		19 cm

Die Versuchsanordnung war dieselbe wie in Fig. 3. Die Paraffinplatte war 16 mm dick. Besondere Aufmerksamkeit erforderte die Abschirmung der Meßanordnung s gegen die Streustrahlung, welche aus der von Primärstrahlung getroffenen Luft stammte. Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle I.

Je drei Messungen zu einem Mittelwert zusammengefaßt.

Das Mittel aus den 12 Einzelmessungen in der untersten Zeile.

Stärke des Aluminiumfilters in mm										
0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
25,2	26,5	26,8	27,7	28,3	29,0	29,9	30,5	30,3	30,3	30,4
25,4	26,1	27,0	27,4	28,4	29,3	29,7	29,3	30,2	30,6	30,9
24,8	26,3	27,3	28,3	28,4	28,7	29,7	30,0	30,4	30,4	30,9
25,1	26,3	27,0	27,8	28,4	29,0	29,8	29,9	30,3	30,4	30,7
26,6	27,0	27,3	27,7	27,7	28,3	28,7	29,0	29,8	29,7	30,3
26,5	26,7	27,0	27,6	28,0	28,3	28,4	29,1	29,2	30,1	30,2
27,0	27,5	27,5	27,5	28,0	27,6	28,4	29,5	29,0	29,9	30,9
26,7	27,1	27,3	27,6	27,9	28,0	28,5	29,2	29,3	29,9	30,4
27,0	27,6	27,5	28,0	28,7	28,5	29,6	29,7	30,1	30,0	30,9
26,7	27,5	27,9	28,3	28,6	28,7	28,7	29,7	30,5	30,3	31,4
26,8	27,7	28,2	28,1	28,2	29,6	29,5	29,7	30,4	30,2	30,4
26,8	27,6	27,9	28,1	28,5	28,9	29,1	29,7	30,3	30,2	30,9
26,4	27,0	27,3	27,6	27,6	28,5	28,5	28,7	28,6	29,2	29,5
26,3	27,5	28,2	27,1	28,0	27,7	29,0	28,7	29,1	29,3	29,8
26,3	26,8	26,9	27,2	27,6	28,4	28,3	29,0	29,3	29,2	29,7
26,3	27,1	27,5	27,3	27,7	28,2	28,6	28,8	29,0	29,2	29,7
26,2	27,0	27,4	27,7	28,1	28,5	29,0	29,4	29,7	29,9	30,4

Die Zahlen der Tabelle bedeuten die Anzahl der an dem Elektrometer p abgelesenen Teilstriche. Die Bedeutung dieser Zahlen ergibt sich durch einige naheliegende Überlegungen. Sie sind das Produkt aus einem für alle Messungen konstanten Faktor und dem jeweiligen Intensitätsverhältnis von Primär- und Streustrahlung, mit anderen Worten das Intensitätsverhältnis in willkürlicher Einheit. Diese Deutung gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, daß Primär- und Streustrahlung nahezu monochromatisch sind. Tatsächlich handelt es sich hier um Strahlengemische, so daß dadurch die physikalische Bedeutung der Meßergebnisse komplizierter wird. Barkla legt aber gerade Wert darauf, daß seine Versuche mit Strahlengemischen ausgeführt sind. Die

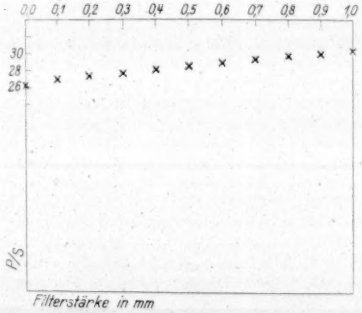


Fig. 9.

Reihenfolge der Messungen ergibt sich aus der Tabelle durch Fortschreiten in jeder Reihe von links nach rechts; je drei Messungen bei einem gegebenen Filter wurden hintereinander ausgeführt. Die vier Meßreihen sind unmittelbar nacheinander ausgeführt.

In Fig. 9 ist das Ergebnis graphisch dargestellt. Es ist davon abgesehen die Punkte durch eine Kurve zu verbinden, weil deren Bedeutung im Falle eines Strahlengemisches kaum von Interesse sein dürfte. Für den von Barkla festgestellten unstetigen Verlauf fehlt jede Andeutung. Zum direkten Vergleich mit Fig. 8 sind die Mittelwerte der Tabelle 1 derart umgerechnet (Fig. 10), daß sie das Verhältnis von Streustrahlungs- und Primärstrahlungsintensität (in dem oben erwähnten Sinne) angeben und daß dieses Verhältnis für die ungefilterte Strahlung wie bei Barkla gleich 1,2 gesetzt wird. Die Frage nach der Existenz einer Unstetigkeitsstelle im Sinne des physikalischen Sprachgebrauchs hat selbstverständlich nur eine Bedeutung, wenn die Meßgenauigkeit bekannt ist. Barkla diskutiert dieselbe in keinem Falle, noch gibt er irgendwelche Unterlagen, die einen Schluß auf die Genauigkeit seiner Messungen zulassen. Die elektrometrische Strommessung, deren sich Barkla bedient, läßt bekanntlich noch zahlreiche Modifikationen von verschiedener Leistungsfähigkeit zu.

Die in dieser Arbeit angewandte Meßmethode hat den Vorzug, daß ihre Genauigkeit innerhalb weiter Grenzen von den Intensitätsschwankungen der Strahlung unabhängig ist. Die aus Tabelle I ersichtlichen zufälligen Fehler sind hauptsächlich der Ablesung an dem Elektrometer s zuzuschreiben, für welches Hilfsspannung, Schneidenabstand und Fadenspannung nicht auf die günstigsten Werte eingestellt waren. Denn die Empfindlichkeit desselben nahm in dem zur Messung benutzten Bereich etwa im Verhältnis 1 : 20 ab. Dies bewirkte, daß die Geschwindigkeit der Fadenbewegung am Ende

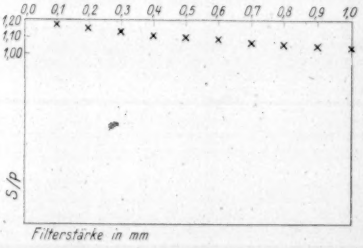


Fig. 10.

der Messung nicht mehr den für die Feststellung der Koinzidenz günstigsten Wert hatte. Die Erfüllung dieser Bedingung wurde noch dadurch erschwert, daß mit derselben Einstellung des Elektrometers Intensitäten gemessen werden mußten, welche sich im Verhältnis 1 : 6 änderten. Berechnet man für jeden Mittelwert aus 12 Einzelmessungen den mittleren quadratischen Fehler des arithmetischen Mittels, gibt diesen in Prozenten der gemessenen Größe an und berechnet hieraus für sämtliche Messungen einen Mittelwert, so ergibt sich ein mittlerer quadratischer Fehler von 0,5 Proz. Die Abweichung der Kurve Fig. 10 gegenüber derjenigen von Barkla (Fig. 8) liegt also weit außerhalb der Meßfehler. Im Hinblick auf dieses Ergebnis wurde von einer Ausdehnung der Messungen bis zu 5 mm Aluminiumfilter abgesehen.

Zusammenfassung.

Die Ergebnisse der bisherigen Versuche und Gedankengänge Barklas werden zusammengefaßt.

Die Messungen aus der bedeutendsten, bis jetzt erschienenen Arbeit (29) werden wiederholt.

Die Angaben Barklas können nicht bestätigt werden.

Literaturverzeichnis.

1) Barkla, Bakerian Lecture, 1916.
—, Proc. Roy. Soc. **94**, 1916.
—, Phil. Trans. A. **217**, 315, 1917.
2) — u. White, Phil. Mag. **34**, 270, 1917.
3) De Broglie, Journ. de phys. **6**, 161, 1919.
4) Williams, Proc. Roy. Soc. **94**, 570, 1919.
5) Owen, Proc. Roy. Soc., **94**, 339, 1916.
6) Houston, Proc. Edinburgh **40**, 34, 1919.
7) Dauvillier, Ann. de phys. **13**, 49, 1920.
8) Growther, Phil. Mag. **42**, 719, 1921.
9) Richtmeyer u. Grant, Phys. Rev. **15**, 547, 1920.
—, Phys. Rev. **17**, 433, 1921.
—, Phys. Rev. **18**, 13, 1921.
—, Phys. Rev. **19**, 418, 1922.
10) Duane u. Shimizu, Phys. Rev. **13**, 289, 1919.
11) Siegbahn u. Winghard, Physik. Zeitschr. **21**, 83, 1920.
12) Barkla u. Sale, Phil. Mag. **45**, 737, 1923.
13) —, Nature **112**, 723, 1923.
14) A. H. Compton, Nature **113**, 160, 1924.
15) Barkla, Nature **114**, 753, 1924.
—, Silvanus Thompson Lecture 1924.
16) Dunbar, Phil. Mag. **49**, 210, 1925.
17) Khastgir u. Watson, Nature **115**, 603, 1925.
— — Nature **116**, 47, 1925.
18) Siegbahn, Nature **116**, 11, 1925.
19) Nipper, Nature **116**, 12. 1025.
20) Watson, Proc. Edinburgh **45**, 48, 1925.
21) Barkla u. Mackenzie, Nature **116**, 942, 1925.
22) — u. Khastgir, Nature **117**, 228, 1926.
—, Nature **117**, 448, 1926.
23) — u. Khastgir, Phil. Mag. **49**, 251, 1925.
24) —, Phil. Mag. **49**, 1033, 1925.
25) — —, Phil. Mag. **50**, 1115, 1925.
26) — u. Mackenzie, Phil. Mag. **1**, 542, 1926.
27) — u. Khastgir, Phil. Mag. **2**, 642, 1926.
28) — u. Mackenzie, Phil. Mag. **2**, 1116, 1926.
29) — u. Watson, **2**, 1122, 1926.

Bonn, (Röntgen-Forschungsinstitut der Universität.)

Über die Adsorption und die Gestalt des CO_2-Moleküls.

Von N. Stark und O. Blüh.

1. Vor nicht zu langer Zeit haben Magnus und Braner[1]) die Adsorptionswärme der Kohlensäure an Holzkohle in Abhängigkeit von Druck und Temperatur gemessen. In einer kurz darauf erschienenen Arbeit werden die erhaltenen Resultate theoretisch im Sinne der von Lorenz und Landé[2]) aufgestellten Adsorptionstheorie der elektrostatischen Bildkräfte von Magnus[1]) verwertet. Die Verfasser betrachten das Adsorbens als vollkommenen Leiter, die Moleküle des Adsorptivs als permanente elektrische Dipole und den Adsorptionsvorgang als gegenseitige Anziehung des Dipols und seines an der Adsorptionsfläche gespiegelten elektrischen Bildes. Ist μ das Moment des Dipols und x die Entfernung des Dipolmittelpunkts von der Fläche, so ist die Adsorptionsenergie

$$U = -\frac{\mu^2}{8x^3}(1+\cos^2\vartheta_x).$$

Die Wärmetönung

$$Q = RC - RT,$$

wo R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur und $C = \frac{\mu^2}{8 \cdot x_0^3 k}$, wo k die Boltzmannsche Konstante und x_0 die kleinste Entfernung ist (allgemein der Molekülradius), bis zu welcher sich der Dipol der Adsorptionsfläche nähern kann. Aus ihren Messungen der Wärmetönung erhalten Magnus und Braner $C = 4285$. Aus diesem Wert für C berechnet Magnus, indem er $x_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-8}$ cm setzt, das Moment zu $\mu = 2{,}10^{-18}$, welches jedoch ca 15 mal größer ist als das von Weigt[2]) aus der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante berechnete.

Um einem Molekül von der Gestalt $O=C=O$ ein elektrisches Moment zuschreiben zu können, muß man die Annahme machen, daß die drei Atome nicht in einer Geraden liegen. Die Ansichten über die Gestalt der Kohlensäuremolekel gehen auseinander. Zahlreiche Untersuchungen sprechen für eine gestreckte Form, also für einen Stangenquadrupol; darunter zunächst die röntgenographischen Untersuchungen von fester Kohlensäure von Mark und Pohland[3]) und Krüner[4]), welche die früheren Untersuchungen von Keesom und de Smedt[5]) bestätigen konnten. Eucken[6]), der die diesbezüglichen Ansichten zusammengefaßt hat, schließt unter anderem aus der Molekülwärme des CO_2 auf dessen gestreckte Gestalt. Er tritt auch der Anschauung von Cl. Schaefer und Phillips[7]) entgegen, welche aus Ultrarotmessungen an gasförmiger Kohlensäure eine gewinkelte Gestalt

1) A. Magnus und H. Braner, Zeitschr. f. anorg. Chemie **151**, 140. 1926.
2) R. Lorenz und A. Landé, Zeitschr. f. anorg. Chemie **125**. 47, 1922.
1) A. Magnus, Zeitschr. f. anorg. Chemie 158. 67, 1926.
2) H. Weigt, Physik. Zeitschr. **22**, 643, 1921.
3) H. Mark und E. Pohland, Zeitschr. f. Kristallographie **61**, 298. 1925.
4) H. Krüner, Zeitschr. f. Kristallographie **63**, 275, 1926.
5) Keesom und de Smedt, Versl. Amsterdam **33**, 4, 1924.
6) A. Eucken, Zeitschr. f. Phys. **37**. 714. 1926.
7) Cl. Schaefer und B. Phillips, Zeitschr. f. Phys. **36**, 641. 1926.

des Moleküls annehmen und dabei die Meinung aussprechen, daß zwar im festen Aggregatzustand die gestreckte Gestalt vorhanden ist, bei Änderung des Aggregatzustandes aber und mit Wegfallen der Gitterkräfte die gewinkelte Gestalt entsteht. Eucken meint, daß die Molekülkräfte wesentlich größer als die Gitterkräfte sind, so daß der Wegfall der letzteren keinen Einfluß auf die Gestalt haben kann. Er bezweifelt auch die aus den Weigtschen Messungen gezogenen Schlüsse auf ein Dipolmoment[1]). Magnus kommt bei seinen Betrachtungen zu dem Ergebnis, daß das von ihm berechnete Moment kein permanentes Moment ist, sondern ein durch gegenseitige Spiegelung an der Adsorptionsfläche induziertes. Dies erscheint aber sehr unwahrscheinlich, weil die durch Spiegelung induzierten Momente immer in die Größenordnung 10^{-19} fallen. Es liegt ziemlich nahe, die Adsorption der Kohlensäure auf die Spiegelungskräfte eines Stangenquadrupols, für welchen schon so viele Tatsachen sprechen, zurückzuführen, und unter anderem aus den von Magnus und Braner gemessenen Wärmetönungen das elektrische Trägheitsmoment zu bestimmen und mit dem aus der Debyschen Theorie[2]) der van der Waalsschen Kräfte berechneten zu vergleichen.

2. Zunächst bestimmen wir die Adsorptionsenergie eines Stangenquadrupols[3]). Die vier Ladungen liegen auf einer Achse; zwei gleichnamige fallen zusammen, die zwei anderen befinden sich von der Doppelladung in gleicher Entfernung. Unter dem Trägheitsmoment τ eines Quadrupols versteht man $\tau = 2el^2$, wo e die Polladung und l die halbe Stangenquadrupollänge bedeutet. Wenn ϑ der Winkel zwischen der Quadrupolachse und der Flächennormalen ist, so lautet der Ausdruck für die Energie des Quadrupols und seines, wieder im metallisch gedachten Adsorbens enstandenen Spiegelbildes, d. h. für die Adsorptionsenergie

$$u = -\frac{9}{128}\cdot\frac{\tau^2}{x^5}\left(1+\frac{2}{3}\cos^2\vartheta+\cos^4\vartheta\right), \quad (1)$$

wo x den Abstand des Quadrupolmittelpunktes von der Adsorptionsfläche bedeutet. Es sei c_x[4]) die Konzentration des Gases in der Entfernung x und c_∞ in unendlicher Entfernung, so ist

$$c_x = c_\infty \int_0^1 e^{\frac{\frac{9}{128}\frac{\tau^2}{x^5}\left(1+\frac{2}{3}\gamma^2+\gamma^4\right)}{kT}} d\gamma, \quad (2)$$

wobei $\gamma = \cos\vartheta$ gesetzt wurde. Bezeichnen wir den Ausdruck $\frac{9}{128}\cdot\frac{\tau^2}{x^5 kT} = a$ und setzen $\gamma^2 = y$, so wird (2)

$$\frac{e^a}{2}\int_0^1 \frac{e^{ay\left(\frac{2}{3}+y\right)}}{\sqrt{y}} dy.$$

Die folgende Entwicklung gilt nur für große a, was auch bei uns erfüllt ist, da a von der Größenordnung 10. Die Reihenentwicklung der e-Potenz und Vertauschung der Summation mit der Integration ergibt

$$c_x = \frac{e^a}{2}\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^1 \frac{a^n y^n\left(\frac{2}{3}+y\right)^n}{n!} dy.$$

$$= \frac{e^a}{2}\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^1 \frac{1}{n!} a^n \sum_{k=0}^{n}\binom{n}{k}\left(\frac{2}{3}\right)^k y^{2n-k} dy$$

Nach Ausführung der angegebenen Summation und Integration erhält man für c_x angenähert

$$c_x = c_\infty \frac{1}{2\sqrt{6}\cdot a} e^a\left(\sqrt{\frac{8}{a}}+1\right).$$

Für die adsorbierte Menge hat man dann $A = O\int_{x_0}^{\infty}(c_x - c_\infty)\,dx$, wo O die Fläche des Adsorbens und x_0 der kleinste Abstand ist, bis zu welchem sich das Molekül der Fläche nähern kann. Nach Ausführung der Integration erhält man angenähert für die pro Flächeneinheit adsorbierte Menge

$$A = \frac{c_\infty\cdot e^{x_0}\left(\sqrt{\frac{8}{x_0}}+1\right)}{2\sqrt{6}\cdot\left(\sqrt{\frac{8}{x_0}}+1\right)\cdot a_0^{1+\frac{1}{5}}}\cdot\sqrt[5]{\frac{9}{128}\cdot\frac{\tau^2}{kT}}, \quad (3)$$

wo $a_0 = \frac{9}{128}\cdot\frac{\tau^2}{x_0^5 kT}$. Daraus ergibt sich $\frac{A}{c_\infty} = 0{,}205\cdot x_0\cdot\frac{e^{2{,}6\,a_0}}{2{,}6\cdot a_0}$. Wir berechnen nunmehr diesen Ausdruck für fünf verschiedene Temperaturen und zwei verschiedene τ-Werte; die Größen sind in der Tabelle angegeben[1]).

Tabelle I.

T	$\tau = 2\cdot10^{-26}$	$\tau = 2{,}5\cdot10^{-26}$
270	$9{,}4\cdot10^{-7}$	$51{,}4\cdot10^{-6}$
290	7,7	30,5
320	3,3	9,3
360	1,8	4,9
400	1,2	1,9

1) Die kleinen τ-Werte wurden aus rechnerischen Gründen gewählt, da uns nur der Verlauf der Isobaren interessierte.

1) C. T. Zahn findet $\mu = 0{,}06\cdot10^{-18}$, hält diesen Wert aber nicht für reell. Jona gab an $\mu = 0{,}3\cdot10^{-18}$; Braamüller bezeichnet $\mu = 0{,}145\cdot10^{-18}$ als sicher.

2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **22**, 302, 1921.

3) Vgl. E. Jaquet, Theorie der Adsorption von Gasen. Borntraeger, Berlin 1925, S. 24.

4) Vgl. Magnus, loc. cit., wo gleiche Betrachtungen für Dipole angestellt sind.

Wir wollen nun die Abhängigkeit von A/c_x und T graphisch darstellen, und zwar für $\tau = 2 \cdot 10^{-26}$, und mit einer aus den Homfrayschen[1]) CO_2-Isothermen gewonnenen Isobaren für 14 mm Druck vergleichen. Da die adsorbierten Mengen nicht pro Flächeneinheit des Adsorbens, sondern pro Gewichtseinheit angegeben sind, ist ein direkter Vergleich unmöglich; wir multiplizieren daher unsere Formel (3) mit einer nur druckabhängigen Konstanten, die so bestimmt sein soll, daß z. B. in unserer Fig. 1 bei 270° abs. die adsorbierten Mengen übereinstimmen sollen.

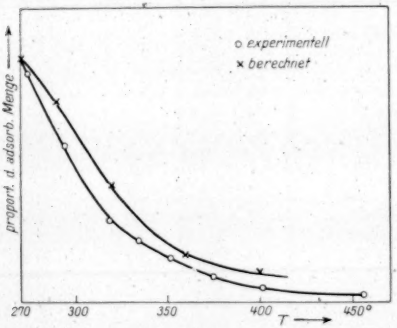


Fig. 1.

Man erkennt, daß die anderen theoretisch bestimmten Punkte nahe der experimentell gewonnenen Isobare liegen, also daß die angenäherte Annahme vom Adsorptionsvorgang[2]) (Adsorbens idealer Leiter) und die Stangenquadrupolstruktur des CO_2-Moleküls ausreichen, den experimentell beobachteten Verlauf zu erklären.

3. Nunmehr wollen wir aus der oben erwähnten Wärmetönung bei der Adsorption von Kohlensäure an Holzkohle, von Magnus und Braner bestimmt, das elektrische Trägheitsmoment des CO_2-Moleküls berechnen. Die mittlere Adsorptionsenergie pro Molekül, d. h. wenn (1) statistisch gemittelt wird für unendlich hohe Temperaturen ist

$$\bar{u} = -\frac{16}{5} \cdot \frac{\tau^2}{32 x_0^5}$$

so daß die Konstante C jetzt den Wert hat

$$C = \frac{1}{10} \cdot \frac{\tau^2}{x_0^5 \cdot k}.$$

Daraus berechnet sich das elektrische Trägheitsmoment zu $\tau = 3{,}74 \cdot 10^{-26}$, wobei $C = 4285$, $x_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-8}$ und $k = 1{,}37 \cdot 10^{-16}$ ist[1]).

Dieser Wert läßt sich nun noch mit dem aus der Debyeschen Theorie der van der Waalsschen Kräfte gewonnenen vergleichen. Danach gilt

$$\tau^2 = \frac{10}{9} \cdot \frac{a \cdot d^5}{N \cdot P_0}$$

(a van der Waalssche Attraktionskonstante, d Moleküldurchmesser $= 3{,}23 \cdot 10^{-8}$, N Avogadrosche Zahl, P_0 Molekularrefraktion). Für τ ergibt sich der Wert $3{,}9 \cdot 10^{-26}$, in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus der Wärmetönung der Adsorption berechneten. Wie man daraus und aus der Übereinstimmung des Verlaufs der Adsorptionsisobaren (Fig. 1) erkennt, läßt sich der Adsorptionsvorgang ohne Annahme induzierter Dipole in befriedigender Weise unter Annahme einer unveränderlichen Stangenquadrupolgestalt des CO_2-Moleküls erklären.

Zusammenfassung.

Es wird die Adsorption des Kohlensäuremoleküls, dessen gestreckte Gestalt durch zahlreiche Untersuchungen nahe gelegt wird, unter der Annahme eines Stangenquadrupolcharakters nach der Bildtheorie berechnet und verlaufsmäßig mit der Erfahrung in Übereinstimmung gefunden.

Aus der von Magnus bestimmten Adsorptionswärme wird ein Trägheitsmoment berechnet, welches in guter Übereinstimmung mit dem aus der Debyeschen Theorie der van der Waalsschen Kräfte hervorgehenden gefunden wird.

1) I. F. Homfray, Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 129, 1910.

2) Eine vollständige Theorie der Adsorption auf dieser Grundlage würde die Berücksichtigung der elektrischen Konstanten des Adsorbens erfordern, ganz abgesehen von Kristallstruktur und Oberflächenbeschaffenheit. Dazu vergleiche man auch die Arbeit der Verfasser, Zeitschr. f. Phys.

1) Man beachte einerseits die große Empfindlichkeit von τ gegenüber kleinen Änderungen von x_0; andererseits jedoch auch, daß unserer Berechnung der auch von Magnus verwendete Wert für x_0 zugrunde liegt.

Berlin-Dahlem, 9. Juni 1927.

(Eingegangen 13. Juni 1927.)

Richtigstellung von Einwänden gegen Ostwalds Farbenlehre.

Von Kurt Schollmayer.

Cl. Schaefer[1]) hatte in dieser Zeitschrift über Ostwalds Farbenlehre einiges auseinandergesetzt, was einer Richtigstellung bedarf. Ähnliches führte er nochmals aus[2]), auch diese Einwände habe ich behandelt und hoffe, daß die ausführliche Entgegnung Ende dieses Jahres in der

1) Cl. Schaefer, Physik. Zeitschr. **27**, 347, 1926.

2) Cl. Schaefer, Zeitschr. für den physik. u. chem. Unterr. **40**, 51, 1927.

Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht steht.

Schaefer verweist im Abschnitt 1 auf die Arbeiten von Kohlrausch[1]), deren Messungsteil eine wertvolle Bereicherung darstellt, deren Ergebnis jedoch als verfehlt anzusehen ist. Die Beurteilung besorgte Meißner[2]), wozu die Entgegnung Kohlrauschs[3]) gehört. Von der größten Bedeutung ist die Beurteilung der Angaben Kohlrauschs durch Seitz[4]). Dieser zeigte durch wirklich ausgeführte Versuche, daß Farben, die nach der Helmholtz-Exnerschen Theorie gleiche Weißlichkeit und Sättigung haben sollten, für unsere Empfindung, die ja Schaefer selbst als den einzigen Richter in Farbenangelegenheiten ansieht, völlig verschieden sind in bezug auf Reinheit, Weiß- und Schwarzgehalt. Es kommen z. B. als gleichwertige Farben heraus 24 *ni* und 8 *pa* im 24-teiligen Kreis, also Farben der Reinheit IV und XIV. Als Gegenprobe wurden 7 Versuchspersonen, von denen 4 nie einen Ostwaldschen Farbenatlas gesehen hatten, in 500 Versuchen die Aufgabe gestellt, zu vorgelegten Farben eines Tones solche eines anderen Tones aber von gleichem Weiß- und Schwarzgehalt, also gleichem Wert und gleicher Reinheit, herauszusuchen. Im Gebrauchsbereich bis zur Schattenreihe VIII stellt sich dabei heraus, daß die Ostwaldsche Beschreibung die richtige ist, und nicht die von Kohlrausch, Schaefer usw. benutzte.

Denn es heißt von den Abweichungen der Versuche bei Seitz: „Dies sind Differenzen, die teils innerhalb der Grenze des Unterscheidungsvermögens liegen, teils diese nur wenig überschreiten". Ein Blick in die Arbeiten der neueren Zeit, die doch noch das Helmholtzsche Dreieck zur Darstellung benutzen, zeigt ja sofort durch ihre Unklarheit, wie weit überlegen die Ostwaldsche Darstellung der Farben ist.

Von den im Abschnitt 2 behandelten Versuchen will ich den zweiten besprechen, da er leichter von jedem nachgemacht werden kann. Wir setzen zunächst auf den Kreisel eine größere Scheibe vom Aussehen 1 *ia* (früher 00 *ia*). Als Norm besitzt diese Farbe Weiß 14 Proz., Schwarz 11 Proz. und Gehalt an Vollfarbe 100 — 14 — 11 = 75 Proz. Diese Zahlen geben Ursachen der Farbenempfindung an, also etwa Flächen von Kreisausschnitten. Die Reinheit ist $i - a$ = IX — I = VIII. Die Helligkeit der Farbe setzt sich zusammen aus der Helligkeit der 75 Proz. gelber Vollfarbe von der Eigenhelligkeit 90 und der Helligkeit der 11 Proz. Weiß von der Helligkeit 100. Die ganze Helligkeit beträgt $0{,}75 \cdot 90 + 0{,}14 \cdot 100 = 67{,}5 + 14 = 81{,}5$, bezogen auf reines Weiß gleich 100. Auf diese Scheibe setzt Schaefer nun einen Kreisausschnitt von kleinerem Halbmesser. Er soll reines Schwarz sein vom Weißgehalt 0, tatsächlich nicht ganz erreichbar, Helligkeit 0, Schwarzgehalt 100, Reinheit 0. Im ganzen nehmen wir 60 Proz., d. h. einen Winkel von 216°. Dadurch gehen alle Farbursachen auf 40 Proz. zurück. Das macht $14 \cdot 0{,}4 = 5{,}6$ Proz. Weiß, $75 \cdot 0{,}4 = 30$ Proz. Vollfarbe, $11 \cdot 0{,}4 = 4{,}4$ Proz. Schwarz, der ganze Schwarzgehalt beträgt jetzt $60 + 4{,}4 = 64{,}4$ Proz. Der innere Kreis besitzt beim Umlauf die Farbe 1 *ne*, immer noch von der Reinheit $n - e$ = XIII — V = VIII. Die Helligkeit ist gesunken auf $30 \cdot 0{,}9 + 5{,}6 = 27 + 5{,}6 = 32{,}6$. Bis hierhin ist die ganze Erscheinung nicht außergewöhnlich. Es handelt sich um ein bezogenes Betrachten, da die ganze Umgebung ein Urteil über die Beleuchtungsstärke ermöglicht. Geht man mit dem Kreisel ans Fenster, steckt man Lampen davor an oder beschattet man durch ein vorgehaltenes Heft, so sieht man das, was Ostwald als wesentlich für unser Farburteil hervorhebt, daß bei richtig bezogenem Betrachten weder aus dem Gelb ein Olivgrün noch aus dem Olivgrün ein Gelb wird. Ostwald hat demnach recht, wenn er angibt, daß Sommer- oder Wintertag, Mittag und Abend oder Zimmer und Feld unser Farburteil nicht ändert, da der vom Auge aufgenommene Lichtstrom stets bezogen wird auf den, der etwa von rein weiß aussehender Fläche bei gleicher Beleuchtung ausginge.

Wie erreicht aber Schaefer, daß doch aus Olivgrün Gelb wird. Mit künstlichen Mitteln beleuchtet er nur den inneren Kreis und nicht den äußeren Ring. Das Auge bezieht jetzt verkehrterweise auf eine Fläche, den Ring, der gar nicht unter der gleichen Beleuchtung steht. Wir haben es demnach hier nicht mit dem richtig bezogenen Betrachten, sondern mit dem falsch bezogenen zu tun, einem Fall, der sich im täglichen Leben fast nie bietet. Trotzdem gestattet die Ostwaldsche Lehre auch diesen Vorgang zu beschreiben. Behält man also die Beleuchtungsstärke des Kreisringes 1 *ia* bei und erhöht die Beleuchtungstärke des Kreises 1 *ne* z. B. auf das 2,5fache, dann gibt die Weißursache statt 5,6 Proz. weiß aussehenden Lichtes jetzt $5{,}6 \cdot 2{,}5 = 14$ Proz. zur Gesamterregung, die Ursache der Vollfarbe statt 30 Proz. jetzt $30 \cdot 2{,}5 = 75$ Proz. Das, was bezogen auf den äußeren Kreisring an der größtmöglichen Gesamterregung 100 fehlt, ist jetzt der Schwarzgehalt $100 - 75 - 14 = 11$ Proz. Die Helligkeit steigt natürlich von 32,6 auf $32{,}6 \cdot 2{,}5 = 81{,}5$. Wir kommen also wieder voll.

1) K. W. F. Kohlrausch, Physik. Zeitschr. **21**, 306, 423, 473, 1920.
2) O. Meißner, Physik. Zeitschr. **22**, 268, 641, 1921.
3) K. W. F. Kohlrausch, Physik. Zeitschr. **22**, 402, 1921.
4) W. Seitz, Physik. Zeitschr. **23**, 297, 1922.

ständig zum alten Aussehen i *ia* zurück. Wenn aber nur ein Finger oder ein Streifchen Zeichenpapier vorgehalten wird, kommt der Augenbetrug zum Vorschein, und die ganze Beziehung wird anders. Wenn von einem Gegensatz geredet werden soll, so kann es sich nur um den handeln, daß Ostwald so scharf die drei Fälle scheidet: unbezogen, falsch bezogen, richtig bezogen, Schaefer aber nicht. Wie wichtig das ist, hat das Beispiel eben schon gezeigt, das sich mit Ostwalds Art vollständig beschreiben ließ.

Der Abschnitt 3 enthält die Behauptung, der Weiß- und Schwarzgehalt werde als etwas Gleichwertiges betrachtet. In Wirklichkeit ist nach Ostwald ihre Bedeutung „grundverschieden". „Weiß wirkt als Reiz auf das Auge, Schwarz nicht." Das zeigt sich ja gerade in ihrer verschiedenen Rolle im Fechnerschen Gesetz. Selbst in den einfachsten Schriften Ostwalds dürfte das zum Ausdruck kommen. Weiter wird es klar, wenn man sich vergegenwärtigt, wo die Empfindungen hingehören, die entstehen, wenn man Weiß zu einer Farbe zusetzt, und wenn man Schwarz nimmt. Ich will es jedem selbst überlassen, die entsprechenden Rechnungen durchzuführen, ich habe es schon anderorts getan[1]). Dagegen will ich die beiden Fälle der Schwarz- und der Weißmischung am Farbkörper klarmachen.

Handelt es sich um den oben beschriebenen Versuch, so gilt jedesmal die linke Hälfte der Fig. 1 und 2. Die Bewegung erfolgt im analytischen Farbkörper (Fig. 1) auf einer Schattenreihe gegen Schwarz hin und zurück, im logarithmischen Farbkörper (Fig. 2) auf einer psychologischen Reingleichen oder Schattenreihe senkrecht abwärts und aufwärts, parallel der unbunten Reihe.

Der zweite Fall von Weißzusatz und der Versuch seiner Beseitigung durch Schwarzzusatz oder Verminderung der Helligkeit bei falscher Beziehung ist jedesmal in der rechten Hälfte von Fig. 1 u. 2 dargestellt. Er ergibt zunächst ein Vorgehen gegen Weiß hin auf einer hellklaren Reihe, dann unter ganz anderer Richtung kein Rückwärtsgehen, sondern ein Abwärtsschreiten wieder auf Schattenreihen oder psychologischen Reingleichen. Aber Schaefer und Kohlrausch meinen, der Schwarz- und Weißgehalt werde als etwas Gleichwertiges betrachtet.

Im Abschnitt 4 wird eine Anordnung beschrieben, die psychologisch nicht einfach ist. Das Auge sieht im ganzen drei Farben: das große schwarze Gesichtsfeld, ein buntes Feld, dessen Licht ursprünglich von den braunen Plättchen zurückgeworfen ist, ein anderes Feld, in dem einfaches Licht mit Weißzusatz wirkt. Die Betrachtungsweise ist ganz wirklichkeitsfremd, denn für das Auge kann von einer bekannten Umgebung und infolgedessen von einer Beurteilung einer Beleuchtung keine Rede sein. Die Folge ist, daß das schwarzärmste Feld unbezogen betrachtet wird, also stets hellklar kreß aussieht, wenn es auch dunkelste Schokolade war. Daraus ersieht man schon das Unnatürliche dieser Betrachtungsweise. Das schwarzhaltigere Feld kann nun lediglich auf das andere bezogen werden und sieht infolgedessen braun aus, ein Beweis, daß Braun eine Bezogenheitserscheinung ist. Von Kontrast ist dabei keine Rede. Man würde darunter die Erscheinung verstehen, daß an der Grenzlinie das dunklere Feld noch verdunkelt, das hellere Feld aufgehellt aussieht. Wird jetzt durch Drehung des Nikols, nötigenfalls mit Verbesserung des Tones und des Weißgehaltes, Gleichheit beider Felder eingestellt, so ist doch eigentlich noch mehr überraschend, daß das dunkler gewordene Feld durchaus nicht braun wird, vielmehr jetzt überhaupt kein Braun mehr zu sehen ist. Der Grund ist, beide Felder sind gleich, bilden also

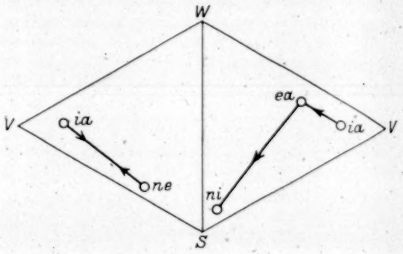


Fig. 1. Schnitt durch den analytischen Farbkörper.

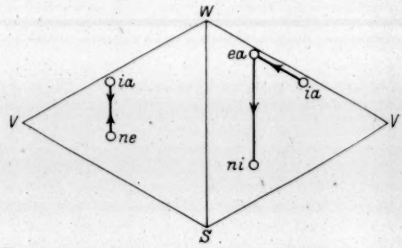


Fig. 2. Schnitt durch den logarithmischen Farbkörper.

1) Siehe Einleitung.

nur noch eines, dieses wird aber jetzt unbezogen betrachtet, ist also hellklar. Die Lichtmischung, wie sie grade von den Plättchen herkommt, kann man zwar nachmachen, aber Schaefer und Kohlrausch vergessen ganz, daß das farbige Aussehen nicht durch die absolute Lichtmenge und ihre Zusammensetzung bestimmt ist, sondern durch das Rückwerfungsverhältnis. Wenn dieses erhalten bleibt trotz wechselndster Lichtstärke, dann bleibt auch die Farbe. Ein weißes Blatt Papier wirft am trüben Wintertag im Zimmer weniger Licht zurück als dunkelster Samt im Sommer im Freien. Ich habe aber noch nie gehört, daß ein Mensch den Samt für weiß gehalten habe. Durch Änderung der Umgebung wird die Erscheinungsweise einer Farbe so verändert, daß sie völlig anders aussieht trotz unbedingt gleicher physikalischer Ursache. „Mit dem Schwarzgehalt hat das Braun aber nichts zu tun", schreibt Schaefer. Wo ist denn das Braun in seinem Apparat hingeraten? Durch die Art seiner Betrachtung hat er die Schwarzempfindung im bunten Feld unmöglich gemacht. Gerade dadurch ist das Braun verschwunden und an seine Stelle Kreß getreten. Die Fortsetzung des Versuches zeigt ja am besten, was nötig ist, um wieder den Eindruck Braun hervorzurufen: Bezogenheit. Der Nikol wird gedreht, ganz gleich wie herum. Die eine Fläche wird heller und wird doch nicht hellklarer, als sie war. Die andere Fläche wird aber jetzt auf sie bezogen und in diesem Augenblick, in dem die von ihr ausgehende Lichtmenge kleiner ist als die der Vergleichsfläche, wird diese fehlende Lichtmenge als Schwarzgehalt empfunden. Mir scheint es fast, als meine man, die Ursache des Schwarzanteils in unserer Empfindung des Braun müsse immer in Form eines schwarzen Pulvers oder eines schwarzen Sektors vorhanden sein. Das gilt doch nur für Anstriche und Farbkreisel, die das Licht zurückwerfen. Also läge wieder die übliche Verwechselung vor zwischen Farbstoff und Farbempfindung, wie man sie in jeder Kritik an Ostwald finden kann. Bei den Versuchen Schaefers tritt nach Ostwald an die Stelle der bezogen geringen Rückwerfung die bezogen geringe Lichtmenge. Kontrast spielt bei der ganzen Sache so gut wie keine Rolle, ebensowenig das foveale Betrachten. Das zeigt am deutlichsten, daß Schaefer den wahren Grund des Braunaussehens, nämlich die Bezogenheit gar nicht erfaßt hat. Schaefer spricht davon, daß die farbigen Aufstriche der Höchster Farbwerke weißärmer seien als die Ostwaldschen. Dies ist eigentlich selbstverständlich. Denn die J.G.-Farbenindustrie will doch mit ihren prächtigen Farbstoffen den Käufern das weißärmste zeigen, das sie herstellen kann, da die dunkelklaren Farben einen besonderen Reiz besitzen. Für Ostwald dagegen liegt eine ganz andere Aufgabe vor, nämlich Normen mit vorgeschriebenem Weißgehalt zu schaffen.

Die unbezogenen Farben, also die saftigsten bunten mit allen Übergängen nach Weiß, wie sie im einfachen Spektralapparat zu sehen sind oder im Dunkelrohr, bei denen, wie oben gezeigt, nie Braun zu sehen ist, lassen sich alle auf einer Fläche unterbringen. Es ist dies der hellklare Kegelmantel der Ostwaldschen Farbkörper. Daraus folgt aber, daß die Gesamtheit der unbezogenen Farben nur zweifaltig ist und nicht dreidimensional, wie Schaefer und Kohlrausch glauben. Die dritte Mannigfaltigkeit tritt erst hinzu, wenn es sich um bezogenes Betrachten handelt. Nicht nur Ostwald, sondern auch Kohlrausch arbeitet mit bezogenen Farben. Denn beide benutzen drei Veränderliche. Daß aber die Ostwaldsche Art der Darstellung gründlich der anderen überlegen ist, zeigt ja die oben erwähnte Arbeit von Seitz.

Im Abschnitt 5 wird das Wort metamer ganz falsch gebraucht. Es kann dieselbe Farbempfindung wiederholt vorkommen. Dann hat sie denselben Platz im logarithmischen Farbkörper. Dann hat sie dasselbe Farbzeichen. Dann hat sie denselben Platz im analytischen Farbkörper. Dann hat sie dieselbe Kennziffer. Dann hat sie aber noch lange nicht immer dieselbe Lichtmischung zur Ursache. Wenn diese Ursache verschieden ist, das Aussehen aber gleich, dann nennt Ostwald diese Farbempfindungen metamer. Es ist also nach Ostwald vollständig herumgedreht, wenn es heißt, metamere Farben wären solche mit verschiedenem Weiß- und Schwarzgehalt. Von unendlich vielen Farben kann deswegen nicht gesprochen werden, weil die Schwelle nur endliche Zahlen zuläßt.

In der Figur 5 ist eine künstliche Kurve angegeben für eine Vollfarbe und für die Farbe 1 *nc* (oo*nc*). Nach Ostwald stimmen aber die Farbenhalbgrenzen nicht. Die linke gehört auf 487, die rechte darf überhaupt nicht hingezeichnet werden, denn es beteiligt sich hier das ganze langwellige Ende des Spektrums. In diesem Sinne ist schon die Kurve verbessert zu denken. Nun wird in Fig. 6 eine wirkliche Remissionsfunktion eingezeichnet. Leider fehlt noch ein Punkt bei 420, der wichtig wäre. Nun glaubt Schaefer immer noch, man könne mit den Filtern wirkliche Maxima und Minima einer Remissionsfunktion bestimmen. So wenig die wirkliche Remissionsfunktion ein Rechteckszug ist, so wenig lassen die Filter nur homogenes Licht

durch. Sie lassen vielmehr ein breites Stück eines Farbenhalb durch und aus diesem Lichtgemisch bildet das Auge einen Mittelwert. Weder findet sich in irgendeiner Darstellung Ostwalds die Fig. 6 oder eine ähnliche noch ist sie nach Ostwald richtig. Die wagrechten Stücke des Rechteckszuges sind so tief zu zeichnen, daß die wirkliche Kurve durch sie in jedem Teil für sich eingeebnet wird. Die ganzen Rechnungen beruhen infolgedessen auf falscher Voraussetzung. Die Gleichung (6) richtet sich nicht gegen Ostwald, sondern gegen die Fig. 6. Schaefer beweist sich selbst, daß er

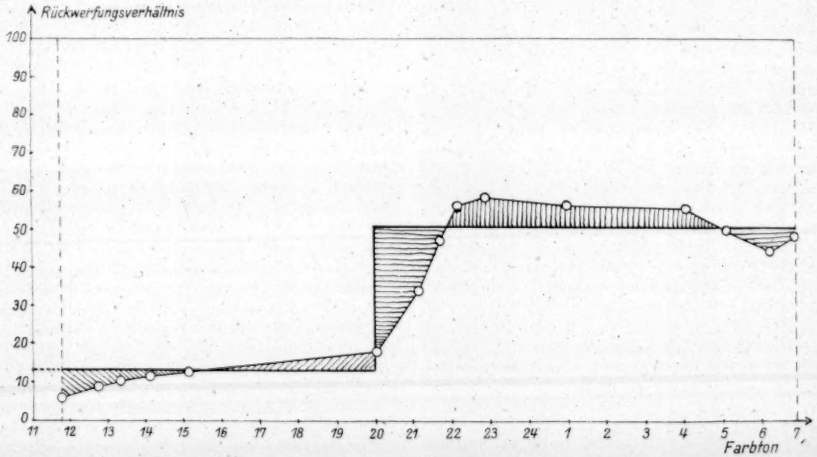


Fig. 3. Herstellung des vereinfachten Spektrums nach Ostwald, vgl. Farbenlehre Buch 2, Kap. 13.

die falsch gezeichnet hat. Die Gleichung (6a) ist auch nutzlos. Nicht um Zusammenrücken der Farbenhalbgrenzen handelt es sich nach Ostwald, die müssen allerdings an richtiger Stelle bleiben, sondern Schaefer muß sich ausrechnen, wie weit die obere Wagrechte herunter und die untere hinauf muß, damit die metamere Farbe entsteht. Das führt man übrigens nach Ostwald ganz anders aus mit Hilfe seiner Betrachtungen über metamere Farben, wie es in Fig. 3 gemacht ist.

Zunächst muß das Farbkreisspektrum benutzt werden. Dann wird die dem Farbton zugehörige Farbenhalbgrenze links und rechts eingetragen. Dann kommt die Remissionsfunktion hinein. Nun ist diese Kurve einzuebnen. Die abgeschnittenen Stücke und die eingesetzten sind durch verschiedene Schraffenrichtung bezeichnet. Der so erhaltene Rechteckszug heißt nach Ostwald das vereinfachte Spektrum einer Farbe, und dieses schwebt wohl eigentlich Schaefer vor mit seiner Fig. 6. Die Farbenhalbgrenze scheint zu weit links zu sitzen. Das Plättchen kann etwa eine Abweichung von $^1/_{250}$ des Farbkreises im Ton besitzen. Dafür habe ich die Rechnung durchgeführt und gezeichnet. Der Schwarzgehalt ist c. Zur Bestimmung des Weißgehaltes fehlt leider der wichtige Anfang des Kurvenstücks. Außerdem kann er durch ungünstige Beleuchtung, häufigen Gebrauch der Plättchen oder anderes vergrößert sein. In der neueren Bezeichnungsweise muß das Zeichen des Plättchens sein $1{,}09\,i\,c$. Damit ist auch der letzte Abschnitt der Einwände Schaefers erklärt.

Vergleicht man die beiden Farbensysteme, so drängt sich einem immer wieder die Frage auf, woran liegt es nur, daß die Helmholtzsche Beschreibungsweise auf Ergebnisse führt, die im Widerspruch stehen mit der Empfindung, wie man sie in jeder neueren Arbeit finden kann, die sie benutzt. Die physikalische Ursache, die Rückwerfung, wie sie von Kohlrausch und Schaefer benutzt wird, ist unter allen Umständen richtig. In der physiologischen und psychologischen Kette bis zur Empfindung muß das falsche Glied stecken. Ostwald überspringt einfach diese Kette und bekümmert sich nur um physikalische Ursache und psycho-

logische Wirkung und verdankt diesem Weg die Lösung der Farbenfrage. Wenn auch immer noch gelegentlich Punkte, wie die kalten Farben angegriffen werden, so stehen dem neuere Messungen Ostwalds entgegen[1]). Die drei Grundreize von Helmholtz kommen in seinen Ergebnissen auch ganz klar zum Ausdruck, aber sie wurden von ihm nicht ursprünglich benutzt, wohl aber von Kohlrausch und Schaefer. Da liegt der Gedanke nahe, daß dort der Fehler stecken könne. Sind die Grunderregungskurven wirklich so sicher? Hier sind wohl einige Gedanken am Platze, die Ostwald vor 5 Jahren schon ausgesprochen hat[2]), und die vielleicht geeignet sind, die ganze Helmholtzsche Beschreibungsweise in anderes Licht und andere Bahnen zu rücken. Es handelt sich um folgende Tatsachen. Viele Menschen, die die Gesetze der Farbenmischung am Kreisel bei Tageslicht richtig einhalten, versagen bei der Mischung homogener Lichter, was schon Maxwell bemerkte. Die Erscheinung, die immer wieder von Physiologen und auch Physikern gerade für die einfachere gehalten wird, ist in Wirklichkeit das Verwickeltere, das Ungewöhnliche. Gewohnt sind wir im Leben nur Farben zu sehen, die annähernd durch ein ganzes Farbenhalb entstehen, wodurch auch die spektrale Lücke so klar und einfach überbrückt wird. Bietet man stattdessen bei Versuchen homogenes Licht, so liegt für das Auge an Stelle des gewohnten, einfachen der viel verwickeltere Fall vor. Das homogene Licht wird von der Empfindung mit der Farbe des Farbenhalb beantwortet, zu dem es den chromatischen Schwerpunkt bildet. Der weitere Punkt, der mir einer Verdächtigung wert erscheint, ist folgender. Eine Fläche, die nur etwa eine Wellenlänge oder ein schmales Spektralgebiet zurückwerfen würde, müßte fast schwarz, tief dunkelklar aussehen. Nun wird die gleiche Reizart im Dunkelzimmer in schwarzer Umgebung dargeboten, unbezogen, falsch bezogen, nicht beziehbar. Liegt hier nicht der Verdacht nahe, daß Vorgänge wie Dämmerungssehen sich einstellen, vielleicht schon wirksam bei der Bestimmung der Grunderregungen. Es ist doch überraschend, daß die beiden Verfahren, die, rein äußerlich betrachtet, auch die Helmholtzschen Grundreize benutzen, nämlich das Blochsche[3]) und von Hüblsche[4]) sich ganz annehmbar auf Ostwaldsche Werte umrechnen lassen und weder mit diesen noch mit der Empfindung im Widerspruch stehen. Der wesentliche Unterschied ist aber, daß sie nicht homogene Lichter, sondern Drittel des Spektrums verwenden, also in der Lichtmischung sich den gewohnten Verhältnissen der Körperfarben anpassen. Zum Schluß dürften noch einige Worte angebracht sein über die Begriffe Sättigung und Helligkeit, wie man sie im Anschluß an Ostwald erwarten sollte. Ich will einige Beispiele dazu bringen. Es handele sich einmal um den Farbton 3 (08) und zwar einen hellklaren Wert mit 30 Proz. Weiß. Der Rest von 70 Proz. ist Vollfarbe. Schwarz kommt dann keines vor. Die Helligkeit setzt sich zusammen aus der Eigenhelligkeit des dritten Gelb, die mit der von reinem Weiß = 100 verglichen (bezogen) 71 beträgt. 70 Proz. Vollfarbe sind nur da. Also bekommt man zunächst $70 \cdot 0{,}71 = 49{,}7$. Dazu kommen 30 Proz. Weiß. Also beträgt die gesamte Helligkeit 79,7 verglichen (bezogen) mit Weiß 100. Der Bruchteil, der an der Helligkeit fehlt, ist der Schwarzgehalt. Wenn man jetzt feststellt, daß eine trübe Farbe reines Gelb 3 und Weiß in dem Verhältnis 70:30 enthält und findet aber nur die Helligkeit 25 bezogen auf Weiß 100 statt der größtmöglichen 79,7, so sind die fehlenden 54,7 Teile in Hundertsteln von 79,7 ausgedrückt, der Schwarzgehalt also $= \frac{54{,}7}{79{,}7} \cdot 100 = 68{,}6$ Proz. Die Sättigung ist der Bruchteil Vollfarbe in der Summe der beiden Anteile Vollfarbe und Weiß. Da in beiden Fällen das Verhältnis Vollfarbe und Weiß 70:30 beträgt, hat die Sättigung jedesmal die Größe $\frac{70}{70+30} \cdot 100 = 70$ Proz., obwohl die wahre Menge an Vollfarbe und Weiß in den beiden Farben wechselt. Daraus folgt, daß der Begriff der Sättigung sich nicht deckt mit Gehalt an Vollfarbe oder dem Begriff der Reinheit im analytischen Dreieck und Farbkörper, sondern vielmehr mit dem Begriff der psychologischen Reinheit im logarithmischen Farbkörper. Dort findet man das angegebene Verhältnis Vollfarbe zu Weiß tatsächlich fast genau in den Werten

$$ga,\ (hb),\ ic\ (kd),\ le,\ (mf),$$
$$ng,\ (oh),\ pi,\ (qk)\cdots,$$

und Ostwald benutzt als Maß von dem, was auch Sättigung genannt werden könnte, was aber für uns die psychologisch empfundene Reinheit einer Farbe darstellt, den Abstand der Buchstaben des Farbwertes. Dieser beträgt in der ganzen Reingleichen oder Schattenreihe jedesmal 6 Stück. Die beiden obigen Farben haben also jede die Reinheit VI. Diese Zahl kann als Maß der Sättigung behandelt werden,

1) W. Ostwald, Die Farbe, Abt. II, Heft 42, 1925.
2) W. Ostwald, Die Farbe, Abt. IV, Heft 26, 1922.
3) L. Bloch, Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, 175, 1923.
4) A. v. Hübl, Physik. Zeitschr. **18**, 270, 1917; Zusammenfassung von Farbmessungen von S. Rösch in Sprechsaal für keramische Industrie **59**, 609, 1926.

denn in sie ist das Fechnersche Gesetz hineingearbeitet. Nach alledem hoffe ich gezeigt zu haben, wie fest begründet und klar die Ostwaldsche Farbenlehre ist. Eine Mahnung, sei mir aber gestattet. Nicht nötig ist, daß unsere beiden Maßsysteme der Farbe sich befehden, von denen, wie man wohl sieht, bei endgültiger Lösung sich sogar eins ins andere umrechnen lassen muß. Es wandern eben sogenannte Farbensysteme und Meßmittel in unser Volk, die keinen Anspruch auf Wissenschaftlichkeit machen können. Die üblen Erfahrungen mit dem Maßdurcheinander anderer Gebiete der Physik aus früherer Zeit zeigen uns die Folgen davon. Hier tut heute Aufklärung und Augen offenhalten am meisten not.

Mainz-Kostheim, 15. April 1927.

(Eingegangen 28. April 1927.)

Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre.

Von Helge Petersen.

Bald nach der Entdeckung der eigentümlichen Teilung der Atmosphäre in Troposphäre und Stratosphäre deuteten die wenigen Registrierballon-Aufstiege, die sehr große Höhen erreichten, auf die Möglichkeit einer Temperaturzunahme in sehr hohen Luftschichten hin. Es muß jedoch vorläufig dahingestellt bleiben, wieviel Bedeutung diesen spärlichen Registrierungen beizumessen ist. In den letzten Jahren sind verschiedene Beiträge zur Klärung dieser Verhältnisse erschienen, deren Ergebnisse allerdings zum Teil recht voneinander abweichen. Vegard wird durch seine Nordlichttheorie zu der Annahme geführt, daß die Temperatur in den Nordlichthöhen — höher als 80—100 km — niedriger sei, als der Gefrierpunkt des Stickstoffs, ca. -210^0 C; Lindemann[1]) und Dobson meinen auf Grundlage ihrer Beobachtungen der Höhen, in denen die Meteore aufleuchten und erlöschen, schließen zu können, daß die Temperatur in Höhe über ca. 60 km derjenigen an der Erdoberfläche ungefähr gleich ist. Schließlich ist es vor kurzem Gutenberg[2]) gelungen, die eigentümlichen Erscheinungen, die bei der Fortpflanzung der Explosionswellen über große Entfernungen beobachtet werden, durch Annahme so hoher Temperaturen wie 0^0 C in 40 km, 20^0 C in 50 km und 40^0 C in 60 km Höhe recht erschöpfend zu erklären.

1) Proc. Roy. Soc. 103, 339, 1923.
2) Siehe z. B. Met. Zeitschr. 1926, S. 427.

Im folgenden soll nun dieselbe Frage erörtert werden und zwar unter Betrachtung einer Energiequelle, der, nach Wissen des Verfassers, in dieser Verbindung bisher noch keine Aufmerksamkeit geschenkt worden ist, und es soll versucht werden, annähernd zu berechnen, welche Temperaturen hiernach in großen Höhen der Atmosphäre zu erwarten sind.

1. Birkeland[1]) hat durch die Bearbeitung der Beobachtungen einer großen Anzahl Observatorien zusammen mit den Beobachtungen einiger gleichzeitig stattfindenden arktischen Expeditionen eine größere Anzahl magnetischer Stürme einer eingehenden Untersuchung unterworfen. Durch Konstruktion der an verschiedenen Stellen gleichzeitig perturbierenden Kräfte hat er unter anderem gewisse einfache Sturmtypen gefunden, die als das magnetische Kraftfeld elektrischer Stromsysteme in der Atmosphäre betrachtet werden können, bestehend aus einem horizontalen Teil in größerer oder kleinerer Höhe über der Erdoberfläche, deren Anfang und Ende in vertikalen Strombahnen verlaufen, die den Strom auf- und abwärts führen. Solche Stromsysteme stammen möglicherweise von einer Korpuskularstrahlung der Sonne, für welche Störmer[2]) eine große Anzahl Bahnen berechnet hat, wie sie von dem magnetischen Felde der Erde gestaltet werden. Außer den Bahnen, die innerhalb eines beschränkten Gebietes (Nordlichtzone) ganz zur Oberfläche der Erde führen, findet Störmer nun auch solche, die sich der Erdoberfläche nähern, aber nur eine gewisse Tiefe erreichen, um sich danach wieder zu entfernen, bisweilen in Schleifenform verlaufend. Ein solcher Verlauf entspricht eben dem vorerwähnten Stromsystem. Setzt man nun einen solchen Strom als Ursache des magnetischen Sturmes voraus, so läßt sich seine Lage im Raume dadurch bestimmen, daß Größe und Richtung der perturbierenden Kraft dem magnetischen Kraftfelde des Stromes entsprechen müssen, und auch die Stromstärke läßt sich auf diese Weise berechnen. Unter Benutzung der Beobachtungen von Stationen in Nordnorwegen, auf Spitzbergen, Island und Nowaja Semlja hat Birkeland die Berechnung solcher Stürme vorgenommen, deren entsprechendes Stromsystem über der Erdoberfläche zwischen diesen Stationen liegend vermutet werden konnte, und es ergaben sich recht gut übereinstimmende Werte, nämlich eine Stromstärke von etwa 10^6 Amp., während die Höhenlage zwischen ca. 150 und mehreren 100 km war.

Wenn man nun von der naheliegenden Voraussetzung ausgeht, daß die betreffenden Korpuskel

1) The Norwegian Aurora Polaris-Exp. 1902—1903.
2) Siehe z. B. Terr. Magn. Vol. XXII, 1917.

Elektronen — β-Strahlen — sind, mit ähnlichen Eigenschaften, wie diejenigen, die wir von unseren Versuchen mit Kathoden- und Radiumstrahlen kennen, kann man den „Effekt“ (Energie in Sekunden) des Stromes berechnen. Birkeland hat die Berechnung für β-Strahlen mit Geschwindigkeiten von $0{,}7 \cdot 10^{10}$ und $2{,}59 \cdot 10^{10}$ ausgeführt und Effekte von $1{,}44 \cdot 10^{11} \cdot i$ und $3{,}94 \cdot 10^{12} \cdot i$ erg/sec gefunden (i = Stromstärke in Amp.). Wird der Strom gleich 10^6 Amp. gesetzt (s. oben), ergibt sich für die schnellen Strahlen ein Effekt von ca. $4 \cdot 10^{18}$ erg/sec oder ca. 10^9 Pferdestärken.

2. Wir wollen nun voraussetzen, daß diese Energie im wesentlichen in der Atmosphäre absorbiert und in Wärme umgesetzt wird, wenn dies auch auf bedeutenden Umwegen geschieht (Ionisierung, Strahlung). Einige Energie wird wohl durch elektromagnetische Strahlung (Röntgenstrahlung oder Nordlicht) verloren gehen, doch wird diese kaum einen größeren Bruchteil der Gesamtenergie ausmachen; die Röntgenstrahlung ist in Verbindung mit magnetischen Gewittern an der Erdoberfläche nicht beobachtet worden; leuchtende Strahlung („Nordlicht“) ist ein Phänomen, das die magnetischen Gewitter nicht notwendig begleitet, und es scheint überdies die Lichtausbeute der erregenden Kathodenstrahlen, den Experimenten zufolge[1]) sehr geringfügig zu sein; es soll daher im nachstehenden davon abgesehen werden. Die Wärmemenge, Q, die den absorbierenden Luftmassen zugeführt wird, läßt sich wie folgt berechnen:

$$Q = \frac{4 \cdot 10^{18}}{4{,}2 \cdot 10^7} \text{ g cal/sec}$$

oder in einer Stunde

$$Q = \frac{144 \cdot 10^{20}}{4{,}2 \cdot 10^7} = 34 \cdot 10^{13} \text{ g cal.}$$

Indem wir die Wärmekapazität der Luft gleich 0,2 setzen, berechnen wir z. B. die Luftmenge, m, die durch die erwähnte Absorption um 10^0 erwärmt wird; wir erhalten

$$m = \frac{34 \cdot 10^{13}}{0{,}2 \cdot 10} = 17 \cdot 10^{13} \text{ g.}$$

Um eine Vorstellung von der Größe dieser Luftmenge im Verhältnis zu der ganzen Atmosphäre zu bekommen, können wir uns dieselbe oberhalb des 100 km-Niveaus gelegen denken, den oben erwähnten Ergebnissen Birkelands entsprechend. Der Druck in 100 km Höhe ist ca. 0,001 mm $Hg = 1{,}36 \cdot 10^{-3}$ g/cm^2; die berechnete Luftmenge wird daher eine Fläche, A, decken

$$A = \frac{17 \cdot 10^{13}}{1{,}36 \cdot 10^{-3}} = 13 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2 = 13 \cdot 10^6 \text{ km}^2,$$

oder ungefähr $^1/_{36}$ der ganzen Erdoberfläche. Ein magnetischer Sturm wird somit im Laufe einer Stunde die Temperatur in der Atmosphäre oberhalb des 100 km-Niveaus über $^1/_{36}$ der Erdoberfläche um 10^0 erhöhen können, oder, je nachdem die absorbierenden Luftmassen größer oder kleiner sind, um einen entsprechend niedrigen oder höheren Betrag.

Nun können vorstehende Berechnungen allerdings nur als annähernd gelten, da sie sich auf Annahmen stützen, die in Wirklichkeit kaum ganz erfüllt sind; so hat z. B. Birkeland selbst darauf aufmerksam gemacht, daß die Berechnung der Stromstärke voraussetzt, daß der Querschnitt des Stromes verschwindend klein ist im Verhältnis zum Abstande zwischen den Stationen, deren Beobachtungen die Grundlage der Berechnungen bilden; ist dies nicht der Fall, werden die berechneten Werte falsch. In den untersuchten Fällen scheint diese Fehlerquelle indessen nicht von größerer Bedeutung zu sein, da die Berechnung ein und desselben Stromes aus den Beobachtungen verschiedener Stationsnetze im wesentlichen dieselben Resultate ergibt. Und da wir überhaupt nur die Größenordnung suchen, in welcher die betreffenden Erscheinungen sich geltend machen, wollen wir auf Grundlage der oben angeführten Resultate untersuchen, welche Temperaturverhältnisse in den großen Höhen der Atmosphäre erwartet werden können.

3. Wie weit die direkte Erwärmung durch die Absorption der Strahlen hinabreicht, hängt natürlich von dem Absorptionskoeffizienten der Strahlen in der Luft ab. Dieser ist allerdings keine gut definierbare Größe auf Grund der gleichzeitig eintretenden Zerstreuung der β-Strahlen; aber bei dem recht niedrigen Druck, um den es sich handelt, wo die Streuung verhältnismäßig gering ist, darf man wohl die „Absorption“ oder richtiger nur die Schwächung der Strahlen proportional der durchstrahlten Masse setzen, wenn es sich nur darum handelt, die Reichweite der Strahlen (Tiefenwirkung) zu berechnen; den Teil der „absorbierten“ Energie, der nicht direkt in Wärme (Ionisierung, Röntgenstrahlung) übergeht, kann man sich in der näheren oder ferneren Umgebung des Absorptionsortes in Wärme übergehend denken, aber die gesamte Wirkung wird doch dem primären Strahle folgen, wenn auch mit vergrößertem Querschnitt. In Übereinstimmung hiermit wollen wir das allgemeine Absorptionsgesetz gelten lassen:

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

1) Siehe z. B. Handbuch d. Radiologie, Bd. III.

worin μ dem Druck proportional zu setzen ist. Welcher Absorptionskoeffizient den Strahlen beizumessen ist, ist schwer zu bestimmen; es ist anzunehmen, daß Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit vorkommen. Um eine obere Grenze der „Tiefenwirkung" zu erreichen, liegt es nahe, mit den härtesten bekannten β-Strahlen zu rechnen, deren Absorptionskoeffizient in Aluminium ca. 13 cm^{-1} ist. Dies scheint um so mehr gerechtfertigt, als der größte Wert für Geschwindigkeiten, die Birkeland benutzt hat, gerade in der Nähe dieses Wertes liegt[1]). Derartige Strahlen werden bis zu 0,1 und 0,01 der Anfangsintensivität geschwächt durch 1,77 mm bzw. 3,54 mm *Al*, oder, Massenproportionalität vorausgesetzt, 0,35 mm bzw. 0,7 mm *Hg*. Diese Drücke sind in Höhe von ca. 50 und 45 km vorhanden unter der Voraussetzung, daß die Temperatur der Atmosphäre im Bereich der ersten 10 km gleichmäßig von 0 bis -60^0 abnimmt, danach Isothermie; vorgenannte Höhen sind die niedrigsten erreichbaren und können nur von solchen Strahlen erreicht werden, die durch die magnetischen Kraftlinien der Erde ganz bis zur Erdoberfläche geführt werden, also durch die Nordlichtzone hindurch.

Von der Absorption in größeren Höhen können folgende Zahlen eine Vorstellung geben. In 100 km Höhe ist der Luftdruck ca. 0,001 mm *Hg* und die Dichte also

$$\frac{0{,}0013 \cdot 0{,}001}{760 \cdot 2{,}7} = c \cdot 6 \cdot 10^{-10}\ \text{mal}$$

der des Aluminiums; die Weglängen, die die Strahlen bis 0,1 und 0,01 ihrer Anfangsintensivität schwächen, werden auf diese Weise zu

$$\frac{1{,}77 \cdot 10^{10}\ \text{mm}}{6} \text{ bzw. } \frac{3{,}54 \cdot 10^{10}}{6}$$

gefunden, oder ungefähr 3000 km und 6000 km. In noch größeren Höhen als denen, die Birkeland für die horizontalen elektrischen Ströme gefunden hat, werden Strahlen der angenommenen Härte Energie auf sehr große Strecken abgeben können.

Die durch die Absorption veranlaßte Temperaturzunahme ist der in der Raumeinheit absorbierten Energie direkt und der Dichte indirekt proportional; da aber die absorbierte Energie der Strahlungsintensivität sowohl als auch der Dichte direkt proportional ist, wird die Temperaturzunahme von der Dichte unabhängig und variiert mit der Höhe wie die Intensität der Strahlung. Diese muß mit abnehmender Höhe stark abnehmen, weil der Absorptionskoeffizient mit abnehmender Höhe gerade so wie der Druck nach einem Exponentialgesetz zunimmt, so daß das Gesetz, nach dem die Intensivität und also auch die Temperaturzunahme abnehmen, folgende Form annimmt (x pos. aufwärts gerechnet):

$$I = I_0 e^{-ke^{-\alpha x}};$$

die statt der in der Gleichung vorausgesetzten Absorption, mit wachsendem Drucke stattfindende teilweise Zerstreuung der Kathodenstrahlen, wird weiter zu einer schnellen Abnahme der Erwärmung beitragen. Nur wenn die Absorption einen anderen Charakter annimmt, wird eine Änderung hierin eintreten.

Wir müssen uns daher denken, daß die durch die Strahlung erzeugten Temperaturen mit der Höhe stark zunehmen, so daß die Temperaturverteilung sehr ungünstig für vertikale Strömungen wird, im Gegensatz zu den Verhältnissen in der Troposphäre. Natürlich wird die lokale Erwärmung Veranlassung zu einiger vertikaler Bewegung geben, doch muß diese sehr schnell aufhören, da die adiabatische Abkühlung und Erwärmung während der auf- bzw. absteigenden Bewegung bei dem schon vorher vorhandenen abwärts gerichteten Temperaturgradienten sehr schnell Gleichgewicht herstellen. Die hervorgerufene Bewegung wird daher mehr einen Ausgleich der Temperaturzunahme in horizontaler Richtung bewirken, als eine Mischung in vertikaler Richtung. Und ganz besonders kann dieselbe nicht weiter hinunter gelangen, als die Strahlen, es muß also für ausgeschlossen angesehen werden, daß die zugeführte Wärme auf diesem Wege in tiefere Regionen gelangen kann.

Nun ergibt sich die Frage, wie die entwickelte Wärme schließlich entweicht. Ein Ausstrahlen derselben ist kaum anzunehmen; die Gase haben ja keine allgemeine thermische Strahlung, wie die festen und flüssigen Körper, sondern nur selektive Strahlung (und Absorption); bei der Atmosphäre dreht es sich in dieser Hinsicht praktisch genommen nur um CO_2 und H_2O, und daß diese beiden Gase in derartiger Höhe in merkbaren Mengen vorkommen sollten, kann man sich kaum vorstellen. Man kann daher nur annehmen, daß die entwickelte Wärme durch Leitung herunter zu den dynamisch abgekühlten höchsten Lagen der Troposphäre entweicht, um von dort durch den Wasserdampf (*Ci*-Wolken) zerstreut zu werden, oder möglicherweise in die große atmosphärische Zirkulation in der Troposphäre überzugehen.

Hierdurch ist es möglich, ein angenähertes Urteil über die Größe der Wärmezufuhr, die nötig ist, um eine hohe Temperatur in den großen Höhen aufrechtzuerhalten, zu bekommen.

1) Siehe z. B. Handbuch d. Radiologie, Bd. II (Rutherford).

Wenn wir uns z. B. eine Temperatur von -60^0 C in 10 km und $+40^0$ C in 60 km Höhe denken (vgl. Gutenbergs vorstehend angeführte Berechnungen) findet eine Wärmeüberführung durch einen horizontalen cm^2 statt von

$$q = 5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{10^2}{50 \cdot 10^5} \cdot 36 \cdot 10^2 = 36 \cdot 10^{-7} \text{ gr cal}$$

pro Stunde (Wärmeleitungsfähigkeit der Luft $= 5 \cdot 10^{-5}$).

Durch die vorstehend erwähnte Fläche von $^1/_{36}$ der Erdoberfläche wird daher eine Wärmemenge geleitet werden

$$Q = 36 \cdot 10^{-7} \cdot 13 \cdot 10^{16} = 0{,}47 \cdot 10^{12} \text{ g cal.}$$

Zum Vergleich wird daran erinnert, daß die entwickelte Wärmemenge

$$Q = 0{,}34 \cdot 10^{15} \text{ g cal}$$

war, so daß es also 7—800 Stunden oder ca. 1 Monat dauern wird, die Wärmemenge fortzuleiten, die der betreffende perturbierende Strom in einer Stunde hervorbringt. Hiernach scheint es gestattet sein zu müssen, zu meinen, daß die beobachtete „Aktivität" der perturbierenden Ströme mehr als genügend ist, um eine hohe Temperatur aufrechtzuerhalten; 36 Perturbationen dieser Art jährlich, mit einer durchschnittlichen Dauer von 12 Stunden, würden genügend sein, um für die ganze Erde den oben erwähnten Temperaturgradienten aufrechtzuerhalten.

Man wird hiernach zu folgendem Bilde der ganzen Erscheinung geführt: Das von dem Magnetfeld der Erde eingefangene Strahlenbündel gibt bei seinem Eindringen in die Atmosphäre Veranlassung zu einer Temperaturzunahme in dieser; die Zunahme ist am stärksten in den größten Höhen, sowohl weil die Intensität der Strahlen nach unten abnimmt, als auch weil die höchsten Lagen außer von den Strahlen, die tiefer hinabdringen, auch noch von denen, die die Atmosphäre nach einer teilweisen Absorption wieder verlassen, erwärmt werden. Auf Grund der ungemein langsamen Fortleitung der entwickelten Wärme berührt die direkte Temperaturwirkung mit den dazu gehörenden mit der Zeit entstehenden großen Temperaturvariationen nur die Absorptionsschicht selbst, innerhalb welcher in geringem Maße ein horizontaler Ausgleich der hervorgebrachten lokalen Temperatursteigerungen stattfindet. Die Temperaturverhältnisse in den unbeeinflußten niedrigsten Lagen der Stratosphäre muß man sich daher durch einen absteigenden Wärmestrom bestimmt denken als Folge eines einigermaßen konstanten „durchschnittlichen" Temperaturgradienten, der nur langsamen Veränderungen unterworfen ist, den Veränderungen in der durchschnittlichen Aktivität der Strahlung entsprechend (Sonnenfleckenaktivität).

In den Gebieten über den Polen muß die Wirkung besonders kräftig sein und besonders weit hinunter reichen, entsprechend der starken magnetischen Aktivität und der Nordlichttätigkeit, wie schon aus Störmers Theorie zu verstehen ist. Es liegt nahe, dies mit der tatsächlich vorgefundenen horizontalen Temperaturverteilung in dem untersten Teile der Stratosphäre in Verbindung zu setzen, die bekanntlich eine bedeutende Steigerung vom Äquator nach den Polen zu aufweist. Wenn hier aber wirklich eine Ursachenverbindung vorliegen sollte, kann man den Gedanken einer kosmischen Einwirkung auf die meteorologischen Verhältnisse durch die besprochene Korpuskularstrahlung der Sonne kaum abweisen, wenn auch nur ein sehr geringer Teil der Masse der Atmosphäre direkt beeinflußt wird.

Zusammenfassung. Auf Grund der Annahme, daß die magnetischen Perturbationen, die allgemein magnetische Stürme genannt werden, von einer Korpuskularstrahlung der Sonne herrühren (β-Strahlen), welche nach Störmers Theorie von den magnetischen Kraftlinien der Erde eingefangen oder abgelenkt werden, hat Birkeland die Größenordnung der Stromstärke und den Effekt dieser Elektronenströme berechnet, indem er der Strahlung ähnliche Eigenschaften beilegt, wie den gewöhnlichen schnellen β-Strahlen. Indem der Verfasser weiter annimmt, daß diese Strahlung in den großen Höhen der Atmosphäre ganz oder teilweise absorbiert wird, hat er versucht, zu zeigen, daß dadurch eine so große Wärmemenge entwickelt wird, daß die Folge davon bedeutende Temperatursteigerungen in den absorbierenden Luftmassen sein müssen, und daß die Verhältnisse, unter denen diese Temperatursteigerung vor sich geht, derart sind, daß dadurch leicht eine Temperatursteigerung mit zunehmender Höhe erklärlich ist, wie sie z. B. Gutenberg auf Grund von Wahrnehmungen bei Explosionswellen berechnet hat. Schließlich wird angedeutet, daß hier vielleicht die Möglichkeit kosmischer Wirkung (Sonnenflecken) auf die meteorologischen Verhältnisse besteht.

Es wird betont, daß die Größenordnung der Wirkung nur annähernd geschätzt ist; eine wirklich quantitative Berechnung würde weitere willkürliche Annahmen erfordern, wie Art der Strahlen, Zusammensetzung der Atmosphäre usw., die in Wirklichkeit noch recht unsicher sind, so daß die dadurch erreichten, eventuell detaillierten Ergebnisse kaum zu weiter gehenden Schlüssen berechtigen würden, als zu den obenstehenden.

Kopenhagen, Dänisches Meteorolog. Institut, Juni 1927.

(Eingegangen 11. Juni 1927.)

Bemerkung über die Arbeit von Herrn Gans „Über die Dielektrizitätskonstante im Rahmen der Wellenmechanik".

Von C. Manneback.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) hat Herr Gans eine Bemerkung kritisiert, die ich am Ende einer früher von mir veröffentlichten Arbeit[2]) gemacht habe. Ich hatte die Frage gestellt, ob es nicht nötig wäre, dem Ausdruck $-\mu F\cos\vartheta$ für die potentielle Energie eines starren Dipols (μ, Dipolmoment; F, Feldintensität; ϑ, Winkel zwischen μ und F), den ich in der Wellengleichung des starren Rotators eingetragen hatte, noch einen zusätzlichen Term $-\frac{\gamma F^2}{2}$ (γ positive Konstante) hinzuzufügen, um die potentielle Energie der Elektronenverschiebung zu berücksichtigen.

Nachdem ich nur nebenbei bemerkt hatte, daß die Eintragung dieses neuen Ausdrucks zu einem physikalisch unmöglichen Wert der Dielektrizitätskonstante führen würde, habe ich darauf aufmerksam gemacht, daß die Hinzufügung dieses quadratischen Terms deswegen nicht erlaubt ist, weil man, so vorhergehend, nicht die zugehörigen Freiheitsgrade durch neue Koordinaten charakterisiert hat, wie man es tun sollte. Da in meiner Arbeit nur von starren zweiatomigen Molekülen die Rede war, unterblieb also die Betrachtung der Elektronenverschiebung.

Ich habe demnach nicht behauptet, daß die Berücksichtigung der Elektronenverschiebung in der Wellenmechanik ein physikalisch unmögliches Resultat ergeben würde, sondern ein naheliegendes aber unrichtiges Verfahren zur Berücksichtigung der Deformierbarkeit als solches erkannt und angedeutet, wie man richtig zu rechnen hätte. Eine solche richtige Rechnung hat eben Herr Gans gemacht. Allerdings kann ich mit der Interpretation seines Endresultates nicht ganz einig gehen.

Herr Gans drückt sich so aus, als ob er den von der Elektronenverschiebung verursachten Beitrag zur Polarisation des Gases bestimmt hätte. Diesen Beitrag will ich Elektronenpolarisation nennen. In Wirklichkeit berechnet er etwas anderes, und zwar den Beitrag zur Polarisation, der von der Verschiebung der beiden das Molekül bildenden Ionen hervorgerufen wird, was ich Atompolarisation nennen will. Bei ihm sind die Ionen durch positive und negative in den Kernpunkten gelegene Elementarladungen ersetzt gedacht. Die Komponente des äußeren elektrischen Feldes parallel zur Molekülachse versucht die beiden elastisch gebundenen Teilchen aus ihrer Gleichgewichtslage zu verschieben. Man nimmt an, daß in erster Näherung die Verschiebung proportional der Feldintensität ist. Dann ist die Masse m, die in den Gleichungen von Gans eintritt, die reduzierte Masse der Ionen, d. h. praktisch der Kerne ($1/m = 1/m_1 + 1/m_2$), und die Koordinate ϱ nicht die „Ablenkung des Elektrons aus seiner Gleichgewichtslage", wohl aber die Veränderung des Kern- oder Teilchenabstandes vom Gleichgewichtswert an gerechnet.

Was also nach der Gansschen Arbeit noch zu tun übrig bleibt, ist die wellenmechanische Berechnung der Elektronenpolarisation.

Zürich, 25. Juni 1927.

(Eingegangen 29. Juni 1927.)

1) R. Gans, Physik. Zeitschr. **28**, 309, 1927.
2) C. Manneback, Physik. Zeitschr. **27**, 563, 1926.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Bandenspektra. II.

Von R. Mecke und M. Guillery.

(Schluß.)

§ 5. Experimentelles.

Wir kommen nun zur Besprechung von solchen Arbeiten, die sich mit der Serieneinordnung und mit den Anregungsbedingungen der Bandenspektren beschäftigt haben. Wegen der überaus großen Fülle derartiger Arbeiten, die in dem Zeitraum von nur zwei Jahren erschienen sind, müssen wir uns mit ganz kurzen Angaben begnügen und können nur in einigen typischen Beispielen das gewonnene Zahlenmaterial mitteilen.

Hier seien zunächst die Trägheitsmomente, soweit sie bis jetzt bekannt geworden sind, in Tabelle I—III zusammengestellt, ferner in Tabelle VII—X die Kantenformeln in weitgehender Ergänzung der im Bericht I mitgeteilten. Wie dort gehen wir wieder bei der Besprechung der Arbeiten nach den einzelnen Gruppen des periodischen Systems vor.

Tabelle VII. Kantenformeln der Hydride.

	ν_0	a'	b'	a''	b''	Absch.
H_2	90986	2374	66,5	4264	114.4	R
	91562	1327	17,5			
OH	32422,7	3085.4	97.4	3569,8		R
MgH	19533.9	1603.5	34.75	1493.5	31.2	V
AlH	23477.0	1082		1625		R
CuH	23511,1	1658,8	44,71	1903,5	37,18	R
AgH	29900	1489		1693		R
AuH	27342,1	1631	80	2249.4	34.0	R
	28230					
ZnH	23263,6	—	—	1552	—	V
CdH	22277.6	—	—	1374	—	V
HgH	24933.9	2306,1	98,3	1304,4	101.7	V

Wasserstoff. Das Interesse am zweiten Wasserstoffspektrum, das ja von jeher eine besondere Stellung unter den Bandenspektren einnahm, hat keinesfalls nachgelassen, im Gegenteil, es liegen aus den letzten beiden Jahren rund 30 neue Arbeiten darüber vor. Die Untersuchungen über die Anregungsbedingungen[1]) sind dabei allerdings etwas zurückgegangen und die meisten Arbeiten beschäftigen sich jetzt mit der Serieneinordnung. An neuen Wellenlängenmessungen sind zunächst zu nennen die von Allibone (82), der im roten Teil von λ 8350 bis λ 6560 insgesamt 320 Linien mißt, und die von Tanaka (230), der im Bereich λ 6570 bis λ 3295 deren 565 neue, von Merton und Barrat nicht mitgeteilte, angibt; ergänzende Messungen bringt auch Deodhar (111). Die Serienuntersuchung der Banden hat nun gezeigt, daß diese stets drei Zweige (R, P und Q) enthalten, zwischen denen die bekannten Kombinationsbeziehungen bestehen. Mit den sogenannten Fulcherbanden, die jedoch anders eingeordnet werden müssen, als Fulcher vorschlägt, beschäftigen sich die Arbeiten von Bury (103),

Tabelle VIII. Kantenformeln der Oxyde und Nitride.

	ν_0	$+a'n'$	$-b'n'^2$	$-a''n''$	$+b''n''^2$	Absch.	Bemerkungen
BeO	21232	1354	8,9	1465	12,7	R	
BO	42885	1268,9	10,21	1871,9	11.5	R	
	23650	1250,3	11,5				
	49235	1268.9	10.2	1250,3	11,5	V	
C^+O	50373	1701,1	23,65	2199,1	15,47	R	1. neg. C-Gruppe
	20359	1547	13.0				Kometenspektrum
	25278	1701,1	23.65	1547	13,0	V	
CO	64737	1499,3	17,24	2149.7	12,70	R	4. pos. C-Gruppe
	48550	1724,8	14,47				Cameron Banden
	35390	2264		1724.8	14,47	V	3. pos. C-Gruppe
	22156,6	2158	76	1499,3	17,24	V	Angström Banden
CN	25799,8	2143,9	20,25	2055,6	13,75	V	violette CN-Banden
	14430	1728,5	13,5			R	rote CN-Banden
NO	44076	2345,1	14,4	1891,97	14.45	V	3. pos. N-Gruppe
	45394,6	1030,88	7,45			R	β Banden d. aktiven N_2
AlO	20646,0	866,1	4,0	971,0	7,2	R	
SiO	42643	814,5	5,8	1236.0	6,04	R	
SiN	24234	1016.3	11,77	1145,0	6.57	R	
	26676	694	3,3	1025,9	6,41	R	
SO	36890	623	6	1094,6	6,3	R	
CaO	23057	740	3.3	848	4	R	
SrO	16561	867	8,7	967	3,8	R	
	16521						
YO	19350	833,1	4,5	1003.5	4.5	R	
LO	17424	852		1008	6	R	
GrO	16520	742	9,5	891	6	R	
	16500						
MnO	17906	758,9	10,2	856,7	5,05	R	
SrO	24638	516	3	648	3,9	R	
BaO	14664	510	2,7	664	1,5	R	
ZrO	22196	410	3	530	7	R	

1) Anm. bei der Korrektur: Neuerdings untersucht Johnson (261) das Auftreten des zweiten Wasserstoffspektrums und den Dopplereffekt im Kanalstrahlenlicht.

Tabelle IX. Kantenformeln der Elementmoleküle.

	ν_0	$+a'n'$	$-b'n'^2$	$-a''n''$	$+b''n''^2$	Absch.	Bemerkungen
H_2	99986	2374	66,5	4264	114,4	R	$U.\ V.$-Absorpt. des H_2
	91562	1327	17,5				
C_2	25951	1773,4	19,3	1590	—	V	Deslandres
	10374			1020,9	11,7	V	Swan-Banden
N_2	68936	1681,4	15,2	2345,1	14,4	R	Absorpt. in $U.\ V.$
	44214	—	—	1718,45	14,5	V	4. pos. N-Gruppe
	29663	2018,7	26,05				2. pos. N-Gruppe
	9810	1718,4	14,5	1474,4	13,98	V	1. pos. N-Gruppe
N_2^+	25546,6	2397,7	26,21	2187,1	16,1	V	neg. N-Gruppe
	36142	1459,5	15,21			R	Végard
O_2	49359,3	708,3	13	1565,4	11,37	R	$U.\ V.$-Absorption u. Runge-Banden
	13117,6	1418,9	14,05			R	Atmosph. Absorption
O_2^+	38308	885,2	13,7	1859,9	16,53	R	neg. O-Gruppe
	38108						
	16592,2	1180,3	17,8	1026,1	11,1	V	neg. rote O-Gruppe
S_2	32140	424,4	2,7	724,5	2,94	R	Fluoreszenz- und Absorptions-Banden
Se_2	27307	247,2	2,3	397,5	1,32	R	„ „ „
Te_2	22071	163	1	250,4	0,53	R	„ „ „
F_2	17439	(690)	—	1071,5	9,9	R	Emissions-Banden
Cl_2	18976	201,3	5,4	555,0	2,6	R	Absorptions-Banden
Br_2	16463	152	1,9	326,1	1,2	R	„ „
J_2	15598,1	126,5	0,85	213,9	0,57	R	„ „
Na_2	20301,7	124,10	0,84	158,5	0,73	R	„ „
K_2	15368,0	74,46	0,21	91,94	0,39	R	„ „

Tabelle X. Kantenformeln der Halogenide.

	ν_0	$+a'n'$	$-b'n'^2$	$-a''n''$	$+b''n''^2$	Absch.
BeF	33217,5	1156,1	8,4	1252,6	10,2	R
MgF	27825,5	713,5	3,80	684,1	3,70	V
CaF	16559	588,1	2,93	582,4	2,75	V
	16485					
SrF	15356,3	504,6	2,22	497,7	1,85	V
	15076,6					R
	17302,6	487,1	1,91			
BaF	19997,3	452,9	1,75	465,0	1,85	R
CuF	20270,0	641,0	4,15	617,8	3,78	
	19752,9	647,1	3,70	612,4	3,58	R
	17556,7	638,7	3,62			
$CuCl$	25281,4	(371)	—			
	23071,2	401,6	1,05			
	22961,7	393,4	1,87	415,6	1,60	R
	20626,0	397,5	1,68			
	20479,7	398,5	1,5			
	18997,7	408	2			
$CuBr$	23452,4	294,3	1,25			
	23029,3	282,7	1,18	313,6	0,90	R
	20489,3	294,4	0,94			
CuJ	23982,7	228,9	1,00			
	22029,7	211,4	0,93			
	21851,4	230,2	0,78	264,3	0,76	R
	21748,3	243,4	2,18			
	19707,7	211,8	2,26			
$SnCl$	31262,5	431,3	1,2	353,5	1,0	V
	33622,6			351,4	1,2	
AgJ	31148	—	—	206,7	0,7	

Curtis (107), Dieke (114, 115), Kiuti (167) und Nicholson (199). Die Banden konnten jetzt vielfach vervollständigt werden. Es ergeben sich dabei Trägheitsmomente von 0,19 bis $0{,}12 \cdot 10^{-40}$ (Kernabstände 4,8 bis $3{,}9 \cdot 10^{-9}$ cm). Neue Banden finden dann Sandemann (217), Richardson (210—213) und Curtis (108). Bei einigen, die besonders bei höheren Drucken in der Geißlerröhre hervortreten, fällt das große Trägheitsmoment auf (1,82 und $4{,}82 \cdot 10^{-40}$), so daß Allen und Sandemann (81) geneigt sind, als Träger sogar das H_3 anzunehmen. Eine Zusammenfassung all dieser Banden zu einem einzigen System ist bisher noch nicht gelungen, nur in einem Fall konnte Sandemann (217b) 5 Banden (Trägheitsmomente 0,268 und $0{,}367 \cdot 10^{-40}$) in eine Rydbergserie einordnen:

$$18567{,}47 - \frac{109678{,}3}{(n + 0{,}15988)^2}$$

Aus diesen kurzen Mitteilungen ersieht man schon, wie starken Änderungen das Trägheitsmoment des Wasserstoffs unterworfen ist. Wir machen besonders deshalb darauf aufmerksam, da seine Kenntnis für die Berechnung der spez. Wärme des Wasserstoffs wichtig ist [Dieke (116), Lessheim (19), Reiche (34), van Vleck 232]. In Betracht kommt hier allerdings nur das Trägheitsmoment des Grundzustandes, der im zweiten Wasserstoffspektrum sicher nicht enthalten ist.

Kantenschema der ultravioletten Wasserstoffbanden.

n' \ n''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
B 0	1108				1333	1394	1455	1516		1636		
1	1092				1310		1427	1486	1545	1602	1655	
2	1077					1345			1515	1569	1621	
4	1063	1112	1162	1215	1268	1323	1378	1433	1486	1539	1589	1633
3	1049						1355			1511		
C 0	1008	1052	1097	1144	1191							
1	985	1027		1114	1159	1204						
2			1046	1068	1131	1174	1217					
3			1024		1105		1187	1228				
4								1200	1237			
5										1245		

Das Spektrum des Grundzustandes ist vielmehr im kurzwelligen Ultraviolett zu suchen, und auch hier liegen jetzt schon wichtige Ergebnisse vor. So gelang es Dieke und Hopfield (119), zwei große Bandensysteme in Absorption aufzufinden, die diesen Term gemeinsam haben. Das vorstehende Schema bringt ihre Anordnung in der üblichen Weise. Desgleichen untersucht Werner (249) das ultraviolette Spektrum in Emission und findet hauptsächlich die „*C*-Banden" des Dieke-Hopfieldschen Kantenschemas[1]). Über die Bestimmung der Dissoziationswärme des Wasserstoffs aus diesem Spektrum ist bereits in § 2 referiert worden. An weiteren experimentellen Arbeiten möchten wir noch auf die von Mc Lennan, Smith und Lea (181) hinweisen, die bei verschiedenen tiefen Temperaturen (300° abs., 85° und 21°) die Intensitätsänderungen bei den Linien des zweiten Wasserstoffspektrums und bei den Heliumbanden untersuchen. Auch Goos (53) nimmt Intensitätsmessungen vor. Ferner sind zu nennen die Arbeiten von Schüler und Wolf (218) und von Oldenberg (201) über das kontinuierliche Wasserstoffspektrum, das die Verfasser als Wiedervereinigungsspektrum zweier unangeregter Atome deuten wollen.

Helium. Hier ist an erster Stelle die Arbeit von Curtis und Long (109) nachzutragen, durch die die Serienanalyse jetzt sehr vervollständigt wurde. (Wegen der Struktur s. Bericht I.) Wie beim Heliumatom kann man auch beim Molekülspektrum zwei vollkommen getrennte Systeme unterscheiden: eine Hauptserie und eine Dublettnebenserie. Sämtliche Banden lassen sich in Rydbergserien einordnen (§ 1). Wegen der bekannten Intensitätsanomalie (§ 3) müssen jedoch die bisher mitgeteilten Trägheitsmomente umgerechnet werden, was Mulliken (191) aus-

[1]) Anm. bei der Korrektur: In einer demnächst in der Zeitschr. f. Phys. erscheinenden Arbeit vermag T. Hori (259) die Feinstruktur dieser Banden zu analysieren und bestimmt das Trägheitsmoment des Wasserstoffs, im Grundzustand zu $0{,}467 \cdot 10^{-40}$ [(Kernabstand $0{,}75 \cdot 10^{-8}$ cm (s. Tabelle I)]. Ebenso findet unabhängig hiervon Richardson (264), daß der „*C*-Zustand" identisch ist mit einem von ihm im sichtbaren zweiten Wasserstoffspektrum festgestellten 2π-Term. Daraus bestimmt er das Trägheitsmoment des Grundzustandes zu $0{,}452 \cdot 10^{-40}$ in sehr naher Übereinstimmung mit dem Werte von Hori.

führt. Bezüglich der Anregungsbedingungen sei noch auf eine Untersuchung von Merton und Pilley (188) verwiesen.

Erste Gruppe des periodischen Systems. In Ergänzung der im Bericht I angeführten Arbeiten über die Bandenspektren der Alkalimoleküle sind hier zu nennen eine Untersuchung von Narayan und Gunnaiya (195) über die Absorption des Lithiumdampfes (30 Bandenköpfe, die zu zwei Gruppen im Roten und Blaugrünen zusammentreten), eine weitere von Sur und Ghosh (229) über die Kaliumabsorption, ferner eine Fortsetzung der Arbeiten von Barrat (88), der ähnlich den *NaK*-Banden jetzt auch Banden von Verbindungen der Alkalimetalle mit Magnesium gefunden haben will (*MgNa*, *MgK*, *MgRb* und *MgCs*). Schließlich untersucht Pringsheim (205) noch die Fluoreszenzspektren bzw. Resonanzspektren von *Na*-, *K*- und *NaK*-Dampf. Nach diesen Versuchen scheinen all diese „Vielkantenspektra" tatsächlich den Alkalimolekülen selbst und keiner sonstigen Verbindung anzugehören. Die Serienforschung hat hier aber keine großen Fortschritte gemacht, nur Loomis (263) teilt die Kantenformel für Na_2 mit (s. Tabelle IX). Interessant ist jedoch das Auffinden von Alkalihydridspektren, wo Watson (242) eine Untersuchung des *LiH* ankündigt, und Johnson (164) eine solche für *NaH* bringt (zwei Banden bei λ 4333 und λ 4655 mit je einem *P*-, *Q*- und *R*-Zweig, Trägheitsmoment s. Tabelle I). Nach Angaben der Verfasser sind diese Spektren „Viellinienspektren", die dem des Wasserstoffs sehr ähneln.

In der ersten Untergruppe, *Cu*, *Ag* und *Au*, ist die Kenntnis der Hydridspektra sehr vervollständigt worden. [Bengtsson (90), Bengtsson und Svensson (91), Bell (89), Hulthén und Zumstein (149)]. Die beiden letzten Autoren können die meisten Banden auch in Absorption beobachten. Wir tragen die Kantenschemata von *AgH* und *AuH* ergänzend hier nach. Die fettgedruckten Banden sind im einzelnen analysiert worden, wobei sich gezeigt hat, daß die Struktur von *AgH* und *AuH* der von *CuH* gleicht, d. h., die Banden besitzen einfache *P*- und *R*-Zweige. Zu erwähnen wäre noch, daß

Kantenschema von *AgH*
(Hulthén u. Zumstein).

n' \ n''	0	1	2	3	4
0	**3330**	**3516**	3750		
1	3179	**3358**	3544	3810	
2		3220		3583	3900
3					3638

Kantenschema von *AuH*
(Hulthén u. Zumstein).

n' \ n''	0	1	2	3	0	1
0	**3652**	**3973**	**4339**		**2612**	2773
1	**3457**	3745	**4068**	**4436**	**2511**	
2	**3298**					
3	**3170**					

Stücklen (228) im Unterwasserfunken des Kupfers bei λ 2240 eine gut aufgelöste Absorptionsbande (*R*- und *P*-Zweige) findet, die sie auch dem *CuH* zuschreibt, was wir wegen der Größe des Trägheitsmomentes ($J'' = 12{,}7$ und $J' = 14{,}2 \cdot 10^{-40}$) jedoch etwas bezweifeln möchten. Eingehend untersucht sind in allerletzter Zeit die Kupferhalogenide [Mulliken (190), Ritschl (214)]. Da hier die Hauptergebnisse bereits in anderen Zusammenhängen in den §§ 1, 3 und 4 erörtert wurden, so sei nur auf die Kantenformeln der Tabelle X verwiesen. *CuF* bildet eine Ausnahme zu der Regel, daß der größeren Schwingungsfrequenz stets das kleinere Trägheitsmoment entspricht; sämtliche Banden der Kupferhalogenide sind nämlich nach Rot abschattiert, während die Größe der Kernschwingungen beim *CuF* Violettabschattierung verlangte.

Das Absorptions- und Fluoreszenzspektrum des *AgJ* wird von Franck und Kuhn (257) untersucht und daraus die Dissoziationsenergie bestimmt zu 54 *K* cal.

Zweite Gruppe. Auch die Hydridbanden der zweiten Gruppe sind genauer auf ihre Struktur hin untersucht worden, und zwar die Banden von *MgH* durch Watson und Rudnick (247, 248), ferner drei verschiedene Bandensysteme von *CaH* durch Mulliken (189) einerseits, durch Hulthén (147) andererseits und schließlich neue Banden von *HgH*, [Hulthén (146)] in Ergänzung der früheren Analysen der *ZnH*-, *CdH*- und *HgH*-Spektren, deren Struktur bereits im Bericht I eingehend behandelt worden ist. Neue Termberechnungen werden angegeben von Mulliken (32) für *HgH*, *CdH* und *ZnH* und von Ludloff (185) für *HgH*. Die Werte werden in Tabelle IV mitgeteilt. Auf Grund älterer Messungen (s. Handbuch der Spektroskopie von Kayser V und VI) haben wir nun noch die sog. Metallbanden der Erdalkalien eingeordnet, die jetzt als Oxydspektra erkannt worden sind (als Beispiel geben wir nur das Kantenschema des *CaO* wieder), ferner die der Fluoride dieser Elemente, deren Spektren in älteren Arbeiten stets falsch eingeordnet wurden. Die Banden treten nämlich hier zu engen

Kantenschema von CaO

n' \ n''	0	1	2	3	4
0	4337				
1	4204	4352			
2	4085		4368		
3	3968	4106		4384	
4	3858	3990	4124		4403
5	3754	3880			
6	3657	3775	3896		
7	3565				
8		3582	3692		
9		3495	3590		
10		3409			
11			3429		
12			3318		

Kantenschemata der Erdalkalifluoride.

$n'-n''$	−3	−2	−1	0	+1	+2
BeF	3341	3249	3126	3009	2909	2816
MgF			3683	3593	3503	
CaF			16257	16037	15833	
			16285	16065	15859	
SrF			16729	16512	16306	
			16858	16633	16419	
SrF			5622	5779		
BaF			5119	5001		

Bandengruppen zusammen und bilden dadurch ganz charakteristische Erscheinungen im Spektrum. Man hatte diese Gruppen bisher zu Serien zusammengefaßt, während sie in Wirklichkeit die Diagonalen im Kantenschema bilden (§ 3). Wegen der Länge dieser Diagonalen (bis zu 30 Gliedern) kürzen wir die Schemata ab und geben nur die ersten Kanten jeder Diagonale an (Kantenformeln s. Tabelle X). Es sei jedoch ausdrücklich hervorgehoben, daß mit den obigen Kantenschemata die Einordnung dieser äußerst kantenreichen Spektra keineswegs restlos erschöpft werden konnte, da uns bei einer Reihe von Bandensystemen die Einordnung

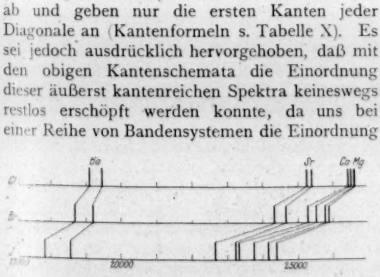


Fig. 7.

noch nicht gesichert genug erschien. Es dürfte sich daher lohnen, die Fluoride sowie auch die übrigen Halogenide weiter zu untersuchen. Für letztere (es sind Dublettbanden) geben wir in der Tabelle die Kernfrequenzen und in Fig. 7 die Lagen der (0,0) Banden im Frequenzspektrum wieder, um an dieser Stelle auf die Rotverlagerung der Banden bei wachsendem Atomgewicht hinzuweisen.

Kernfrequenzen der Erdalkalihalogenide.

	Ca	Sr	Ba
F	582	498	465
Cl	360	301	289
Br	281	215	192
J	241	171	—

Zuletzt sei in dieser Gruppe noch das Quecksilber besonders erwähnt. Ein kontinuierliches Hg-Spektrum, das sich an die starke Quecksilberlinie λ 2537 nach der langwelligen Seite hin anschließt[1]), wurde in Absorption, Emission und Fluoreszenz beobachtet und war schon häufiger Gegenstand der Untersuchungen. Wir nennen an neueren Arbeiten die von Houtermanns (144), Nakamura (193), Tate (231), Lord Rayleigh (209a—e) und Volkringer (241). Die Deutung dieses kontinuierlichen Spektrums ist, wie auch in anderen, ähnlichen Fällen, noch nicht ganz sicher. Man kann annehmen, daß es sich hier um sehr locker gebundene Hg_2-Moleküle handelt, die dem $2P_1$ und $2P_2$-Zustand des Atoms energetisch eng benachbart sind. Die bei λ 3300 und bei λ 4850 beobachteten kontinuierlichen Emissionsspektren werden von Houtermanns ähnlich als Zerfallsspektra gedeutet.

Dritte Gruppe. Das von Mörikofer seinerzeit mitgeteilte Aluminiumhydridspektrum ist jetzt von Eriksson und Hulthén (127) analysiert und eingeordnet worden [untersucht wurden λ 4241 (0,0), λ 4067 (1,0), λ 4354 (1,1), festgestellt außerdem noch eine Bande bei λ 4568 (0,1)]. Ludloff (186) bringt dann nach diesen Messungen eine genaue Berechnung der Terme. Die Banden enthalten P-, Q- und R-Zweige, die dem üblichen Ansatz genügen:

$$P(m) = F(m-1) - f_1(m);$$
$$Q(m) = F(m) - f_2(m);$$
$$R(m) = F(m+1) - f_1(m).$$

Auch das Aluminiumspektrum bei λ 4842, das jetzt dem AlO zugeordnet werden kann, ist kürzlich von Pomeroy (203, 204) analysiert worden, und zwar die Banden λ 4842 (0,0), λ 5079 (0,1) und λ 4648 (1,0). Die Banden haben ganz die Struktur der Cyanbanden (P- und R-Dublettzweige), wobei die Serien bis $m = 137$ verfolgt werden konnten, so daß sich recht genaue Serienformeln aufstellen ließen.

1) Wahrscheinlich auch ein gleiches an die Linie λ 1849.

Über die anderen Elemente dieser Gruppe ist noch wenig bekannt, abgesehen vom *BO*, dessen Spektrum bereits eingehend erörtert wurde bei der Besprechung des Isotopieeffektes, der ja auch die Frage nach dem Träger dieses Spektrums entschied.

Unsere Einordnung des Scandiumspektrums sei an dieser Stelle noch mitgeteilt.

Kantenschema von *ScO*.

v' \ v''	0	1	2	3	4	5	6
0	6037	6409					
1	5737	6065	6437				
2		5765	6102	6477			
3			5802	6141	6518		
4				5840	6181	6567	
5					5878	6221	6601
6						5918	
7							6003

Vierte Gruppe. An Bandenspektren des Kohlenstoffs kommen, von mehratomigen Verbindungen abgesehen, in der Hauptsache in Betracht die von *CH*, *CO* (nebst der ersten Ionisierungsstufe C^+O), *CN* und schließlich C_2 selbst. Von den Kohlenwasserstoffbanden *CH* wird neben den beiden, schon damals bekannten Banden bei λ 4300 und λ 3900 noch eine weitere von Fortrat (128) bei λ 3143 mitgeteilt, die aber noch keinen Zusammenhang mit den beiden übrigen erkennen läßt und einem andern Bandensystem anzugehören scheint. Mc Donald (120) kündigt die Untersuchung zweier weiterer Banden bei λ 2264 und λ 2367 an, die im Gegensatz zu den drei anderen anscheinend nur mit *P*- und *R*-Zweigen ausgestattet sind. Außer der Bemerkung, daß beide Banden gemeinsamen Endzustand besitzen sollen, enthält die kurze Notiz keine näheren Mitteilungen.

Von den vielen bekanntgewordenen Bandensystemen des Kohlenoxydes *CO* und seiner ersten Ionisierungsstufe C^+O konnten eine ganze Reihe zu einem einheitlichen Termschema zusammengefaßt werden. Wir können auf die zahlreichen, mit der Untersuchung, Einordnung und Identifizierung dieser Banden sich beschäftigenden Arbeiten nicht im einzelnen eingehen [es seien unter anderen erwähnt: Birge (93, 95, 97), Cameron (106), Duffendack und Fox (122), Duffendack und Smith (255), Fox, Duffendack und Barker (256), Johnson (160—162) und Weston (250) für *CO*, und Baldet (84—86), Blackburn (100), Birge (97), Lemon (174, 175) und Mecke (23) für C^+O]. Zur näheren Erläuterung der energetischen Stellung dieser verschiedenen Bandensysteme sei jedoch auf Fig. 8 hingewiesen, die der Arbeit von Birge (97) entnommen wurde: Der Elektronensprung 1 liefert die von Cameron gefundenen Banden, 2 die sogenannte 4. positive Kohlengruppe, die unter anderen auch von Leifson (173) und Hopfield (141) in Absorption beobachtet wurde, so daß wir es hier mit Übergängen zum Grundzustand[1]) zu tun haben. Übergänge 3 und 4 liefern die Banden der 3. positiven Kohlengruppe, 5 die bekannten Ångströmbanden. Daran schließt sich dann das Funkenspektrum

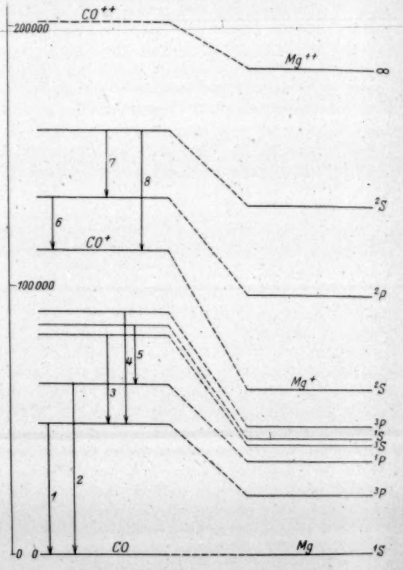


Fig. 8.

an mit den Übergängen 6 (sog. Kometenschwanzspektrum), 7 und 8 (1. negative Kohlengruppe). Die Kantenformeln sind in Tabelle VIII enthalten. Da nach Messungen von Duffendack und Fox (122), Duncan (123), Hepburn (139) u. a. auch die Ionisierungsspannung zu 14,2 Volt bestimmt werden konnte, so sind wir über dieses Termsystem, das ausgedehnteste, welches wir bisher kennen, recht gut informiert. Wir möchten hier nur das Kantenschema des Kometenschwanzspektrums mitteilen, da dieses häufiger als Verunreinigung (Fettdämpfe) beim Arbeiten mit Geißlerentladungen in Edelgasatmosphären auftritt und

1) Die entsprechenden ultraroten Schwingungsbanden liegen bei λ 4,66; λ 2,36; λ 1,57 μ.

Kometenschwanzspektrum $C+O$.

v''	0	1	1	2	4	5	6
0	4914	4569	4274	4020	3798	3601	
1	5505	5076	4687	4400	4139		3705
2	0246	5699	5208	4836	4517		
3			5896	5426			
4					5623		
5						5821	

dann nicht immer leicht als solches zu identifizieren ist. Dieses Schema haben wir noch durch Messungen, die uns Kondratjew freundlicherweise mitteilte, ergänzt. Mit Serienuntersuchungen von Einzelbanden befassen sich die Arbeiten von Jasse (150) [die Ångströmbanden λ 4511 und λ 4123 in Ergänzung zu den Hulthénschen Untersuchungen], Baldet (86) (Kometenschwanzspektrum) und Blackburn (100) (1. negative Gruppe), so daß hier auch eine Reihe von Trägheitsmomenten bekannt sind. Ausdrücklich sei noch erwähnt, daß es neben diesen Spektren noch eine Anzahl anderer gibt, die anscheinend auch dem CO angehören, deren Stellung aber im obigen System bisher nicht festgelegt werden konnte, so z. B. die sog. Triplettserien [Johnson (160)] und einige von Mc Lennan, Smith und Peters (182) mitgeteilte Banden, die mit den ersteren scheinbar gemeinsamen Anfangszustand haben. Ihre Kantenformeln lauten:

$$\left.\begin{matrix} \nu = 14522 \\ \nu = 12755 \end{matrix}\right\} + (1115n' - 9{,}4n'^2) - \left\{\begin{matrix} (1730n'' - 15n''^2) \\ (1723n'' - 13n''^2) \end{matrix}\right.$$

Die Endzustände lassen sich nicht sehr genau bestimmen. Über das sog. Swanspektrum, c_2, ist neuerdings eine ganz ausführliche Untersuchung [Messung und Einordnung von rund 2000 Linien] von Johnson (163) erschienen, ferner eine kurze Mitteilung von Shea und Birge (220, 221). Das Kantenschema war bereits im Bericht I nach den Einordnungen von Heurlinger mitgeteilt worden, jetzt werden 11 Banden der Diagonalen mit den Anfangskanten $\lambda\lambda$ 5635, 5165, 4737 und 4380 untersucht. Bekanntlich handelt es sich um Triplettserien mit P- und R-Zweigen [Typus III, ähnlich der 2. positiven Stickstoffgruppe]. Der Meinung der Verfasser, daß es sich bei diesem Spektrum um das Azetylenmolekül $H-C\equiv C-H$ handelt, können wir aber keineswegs beipflichten, sondern halten vielmehr das zweiatomige C_2-Molekül für den wirklichen Träger. Erwähnt sei noch, daß eine zuerst von Deslandres und d'Azambuja angegebene Bandengruppe bei λ 3852 wahrscheinlich auch dem C_2 zugehört und mit dem Swanspektrum den gleichen Anfangszustand besitzt.

Über das Cyanspektrum ist nicht viel nachzutragen. Dieke (117) schlägt hier eine andere Serieneinteilung vor, die sich aber nicht als zutreffend erwiesen hat, ferner will Baldet (87) die roten Cyanbanden im Kometen Daniel beobachtet haben, nur Jevons (153) bringt noch eine ausführliche Untersuchung, die hauptsächlich die Änderung der Intensitätsverteilung und damit das allgemeine Aussehen dieses Spektrums bei Anregung mit aktivem Stickstoff betrifft. Infolge der niedrigen Temperatur des aktiven Stickstoffs werden die Serien in den Banden stark verkürzt und dadurch verdeckt der rücklaufende P-Zweig (s. Abb. im Bericht I) nicht mehr die Nullinie, so daß diese sich als deutliche Lücke im Spektrum bemerkbar macht. Bei der Gruppe λ 3590, die noch nicht genauer untersucht worden war und für die deshalb die Serien bei Jevons mitgeteilt werden, bilden sich sogar die Kanten nicht mehr aus. Einige Messungen der sog. Schwänze (auch diese besitzen Nullinien) werden mitgeteilt, doch ist die Stellung dieser Banden auch heute noch ungeklärt.

An Untersuchungen anderer Verbindungen dieser Gruppe seien noch erwähnt die Arbeiten von Jevons (154) über SiO_2, $SiCl_4$, CCl_4 (daneben auch BCl_3 und $AlCl_3$), und $SnCl$ (71) und die von Mulliken (75d) über SiN; die beiden letzten sind bei der Besprechung des Isotopieeffektes bereits erwähnt worden (die für SiN im Bericht I mitgeteilte Kantenformel beruhte auf einer falschen Einordnung [s. Mulliken (74)] und ist deshalb abzuändern, s. Tabelle VIII).

Birge und Christy (98) teilen schließlich noch die Kantenformel für TiO mit (Tabelle VIII).

Fünfte Gruppe. Wie beim CO sind wir auch beim Stickstoffmolekül N_2 über das Termsystem gut informiert. Wir wissen, daß der Endzustand der zweiten und vierten positiven Stickstoffgruppe mit dem Anfangszustand der ersten übereinstimmt. Der Endzustand dieser ersten Gruppe ist jedoch nicht der tiefste Term, sondern er erfordert, wie eine Reihe von Versuchen nach der Elektronenstoßmethode gezeigt haben [Duncan (123), Kneser (59), Sponer (223)] mindestens eine Energie von rund 9—10 Volt (die zweite Gruppe eine solche von 13,0 Volt). Ähnlich hat sich für die Ionisierungsspannung des Stickstoffmoleküls der Wert von 16,5 Volt ergeben, so daß der Termgröße des Grundzustandes die Frequenz 133000 entspricht. Spektra mit diesem Grundzustand sind also im kurzwelligen Ultraviolett zu suchen. Hier wurde nun von Hopfield

und Birge (99, 142) auch ein Bandenspektrum mit der Kantenformel

$$\nu = 68936{,}6 + (1681{,}45\,n' - 15{,}25\,n'^2) - (2345{,}16\,n'' - 14{,}445\,n''^2)$$

aufgefunden, das aber zunächst dem *NO* zugeschrieben wurde [Sponer (224)]. Erst neuere Absorptionsversuche [Sponer (225)] haben die Gewißheit gebracht, daß es dem Stickstoffmolekül zuzuschreiben ist und sicher diesen Grundterm enthält. Der Zusammenhang mit den anderen Stickstoffgruppen konnte bisher noch nicht festgestellt werden; es besteht die Möglichkeit, daß der Endzustand der ersten Stickstoffgruppe metastabil ist und von hier aus Übergänge zum Grundzustand nicht ohne weiteres vorkommen können. Oldenberg (200) zeigt allerdings, daß bei Bestrahlung von Stickstoff mit Licht der Wellenlänge $\lambda < 1200$ A.-E. die bekannten Gruppen des neutralen und ionisierten Stickstoffmoleküls in Fluoreszenz erscheinen.

Ein reges Interesse ist von jeher dem Nachleuchten des aktiven Stickstoffs gewidmet worden [an neueren Arbeiten s. Birge (92), Cameron (105), Sponer (223) u. a.[1])], und dies um so mehr, als sich zeigte, daß derselbe zur Anregung einer Reihe von Bandenspektren sehr geeignet schien — unter vielen Arbeiten s. hier z. B. Jevons (153), Mulliken (190) u. a., wo sich auch nähere Literaturangaben befinden, ähnlich verhält sich auch aktiver Wasserstoff, s. z. B. Bonhoeffer (101). — Dieses Leuchten zeigt neben den Spektren der Beimengungen (bei Verwendung von Luft treten die *NO*-Banden, sog. β- und γ-Banden, auf) Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe, und zwar mit einer ganz anderen Intensitätsverteilung als bei Anregung im Geißlerrohr. Wie nämlich Birge (92, 94) gezeigt hat, treten die Banden mit dem Schwingungsquant $n' = 11$ besonders intensiv auf, daneben schwach noch die beiden Nebenreihen $n' = 10$ und 12. Wir können hier nicht auf alle Hypothesen über das Wesen des aktiven Stickstoffs eingehen, glauben aber, daß die schon von Strutt vertretene Ansicht [s. Sponer (223)] die wahrscheinlichste ist, nach der es sich hier um angeregte Stickstoffatome handelt, die bei der Vereinigung mit Hilfe von „Dreierstößen" die Dissoziationsenergie (= Bindungsenergie) auf den Leuchtprozeß übertragen. Da diese Energie dem Wert von 11,4 Volt sehr nahe kommt (s. § 2), so werden beim Stickstoffmolekül gerade die Banden besonders intensiv angeregt, die dieser Anregungsenergie entsprechen, und dies sind eben die Banden der ersten positiven Gruppe mit dem Schwingungsquantum 11 des Anfangszustandes. Untersuchungen über den Einfluß von Argon auf die Intensitätsverteilung in der ersten Gruppe wurden von Johnson (158) unternommen [über die Intensitätsverteilung der Stickstoffgruppen bei noch anderen Anregungsbedingungen s. auch Kneser (168)][1]). Feinstrukturanalysen sind beim Stickstoff in diesen beiden Jahren nicht gemacht worden.

Das Funkenspektrum (negative Stickstoffgruppe) wurde jedoch durch Merton und Pilley (187) von 23 auf 36 Banden vervollständigt. Zum Funkenspektrum des Stickstoffmoleküls gehört auch ein von Végard (237) bei seinen Untersuchungen über die Leuchterscheinungen des festen Stickstoffs gefundenes Bandensystem — die ε-Gruppe, Kantenformel

$$\nu = 36142 + (1459{,}5\,n' - 15{,}2\,n'^2) - (2187{,}1\,n'' - 16{,}1\,n''^2),$$

das mit den bisher bekannten negativen Banden den Endzustand gemeinsam hat. Dieses Leuchten, das auftritt, wenn fester Stickstoff durch Kathodenstrahlen bombardiert wird, ist der Gegenstand einer großen Anzahl von Untersuchungen gewesen durch Végard (233—239) einerseits und Mc Lennan und Mitarbeiter (176—179, 215) andererseits. Es handelt sich hier um den ganzen Fragenkomplex nach der Deutung der grünen Nordlichtlinie, deren Wellenlänge nach interferometrischen Messungen von Babcock jetzt endgültig zu λ 5577,350 festgelegt wurde. Wir können hier nur ganz kurz auf die bandenspektroskopische Seite der Arbeiten eingehen, möchten aber doch nicht unerwähnt lassen, daß gegen die von Végard vertretene Ansicht, nach der die grüne Nordlichtlinie die „Restlinie" der drei als N_1-Band[2]) bezeichneten diffusen Banden darstellen soll, starke Bedenken vorliegen, um so mehr, als sie nach neueren Versuchen von Mac Lennan und Shrum (179) als Atomlinie des Sauerstoffs gedeutet werden muß[3]).

Beim festen Stickstoff erscheinen nun je nach den Anregungsbedingungen durch schnelle oder langsame Kathodenstrahlen bzw. durch Kanalstrahlen verschiedene Bandengruppen mit mehr oder weniger großer Intensität. Die eine dieser Gruppen (ε-Gruppe) gehört wohl sicher, wie oben erwähnt, dem ionisierten Stick-

1) Anm. bei der Korrektur. An weiteren Arbeiten über aktiven Stickstoff s. den Nachtrag: 253, 254, 260, 265.

1) Das Blitzspektrum, das bekanntlich die Stickstoffbanden enthält, photographiert Dufay (121).

2) Über die Struktur der N_2-Bande s. Mc Lennan, Ireton und Thompson (177), sie besteht aus 8 Einzelbanden.

3) Dies wird bestätigt durch Gittermessungen von Cario (Zeitschr. f. Phys. **42**, 15, 1927), der die Linie als Sauerstofflinie in vollkommener Übereinstimmung mit den Babcockschen Messungen bei

$$\lambda\ 5577{\cdot}348 \pm 0{,}005\ \text{A.E.}$$

fand.

stoff an, andere hingegen (α, δ, ϑ, c und c') wahrscheinlich dem neutralen Stickstoffmolekül, da hier die Schwingungsfrequenz der zweiten positiven Gruppe (1785) sehr nahe kommt, doch ist die restlose Deutung all dieser Gruppen noch keineswegs geglückt. Zwecks näherer Orientierung brauchen wir unter den vielen Végard-schen Arbeiten über diese Frage nur auf die in den Annalen erschienene (237) hinzuweisen.

Von der Sauerstoffverbindung des Stickstoffs (NO) sind zwei Bandensysteme bekannt, die dritte positive Stickstoffgruppe (γ-Banden des aktiven Stickstoffs) und die β-Banden des aktiven Stickstoffs, die, wie eine genaue Feinstruktur-

$$\begin{aligned} Q_i(m) &= \nu_0 + F(m) - f_i(m) \\ P_i'(m+1) &= \nu_0 + F'(m) - f_i(m+1) \\ R_i'(m+1) &= \nu_0 + F'(m) - f_i(m-1) \end{aligned}$$

und dadurch, daß die Beziehung

$$F'(m) = F(m+1)$$

streng gilt, fallen die geklammerten Serien vollkommen zusammen, so daß an Stelle der sechs zu erwartenden Serien nur vier erscheinen. Die zusammenfallenden Zweige weisen dann auch tatsächlich die doppelte Intensität auf. Ein Vergleich der Kombinationsbeziehungen mit den analogen bei den β-Banden [Jenkins, Barton und Mulliken (151, 152), Johnson und Jenkins (165)] zeigt nun, daß die $f_i(m)$ dieselben sind, die Banden somit gleichen Endterm (^2P_i) haben müssen; der Anfangsterm ist bei den γ-Banden ein ^2S Term, bei den β-Banden ein ^2P_i Term mit einer Dublettaufspaltung $\Delta\nu = 30$.

Ein paar kurze Bemerkungen noch über das Hydridspektrum des Stickstoffs (Ammoniakspektrum): Im Bericht I war die Arbeit von Fowler und Gregory[1]) leider übersehen worden, die eine gute Ausmessung der bei λ 3360 gelegenen Bande dieses Spektrums bringt. Es sind P-, Q- und R-Zweige von Tripletts des Typus III vorhanden, die aber die Eigentümlichkeit aufweisen, daß weder P- noch R-Zweig eine Kante bildet, die Linien des Q-Zweiges jedoch fast alle auf die gleiche Stelle fallen, d. h. die Trägheitsmomente des Anfangs- und Endzustandes sind sehr wenig voneinander verschieden. Eine nähere Analyse zeigte hier, daß der Endzustand wahrscheinlich einfach, der Anfangszustand jedoch dreifach ist (Elektronenaufspaltung s. S. 485), daß wir es also mit einem $^3P \rightarrow {}^1S$-Übergang zu tun haben. Zum gleichen Ergebnis kommen auch Hulthén und Nakamura (148). Gleu (135) findet bei seinen Unteranalyse jetzt mit Sicherheit gezeigt hat, den Endzustand gemeinsam haben. Nach Absorptionsversuchen von Leifson (173) ist dies auch gleichzeitig der Grundzustand[1]). Die dritte positive Gruppe [Guillery (136), Ausmessung und Einordnung von rund 1000 Linien der Banden λ 2477, λ 2594, λ 2721 und λ 2858] bringt in der Feinstruktur insofern etwas Neues, als von jeder der beiden Doppelkanten scheinbar vier Serien ausgehen, von denen die eine (R'-Zweig) das Auswahlprinzip $\Delta m = +1$ oder 0 auf Grund der Kombinationsbeziehungen zunächst verletzt. Die Termanalyse führt jedoch zu dem Ansatz ($i = 1,2$):

$$\begin{aligned} Q_i'(m+1) &= \nu_0 + F'(m) - f_i(m) \\ R_i(m) &= \nu_0 + F(m) - f_i(m-1) \\ P_i(m) &= \nu_0 + F(m) - f_i(m+1) \end{aligned}$$

suchungen über das Zerfallsleuchten von Chlorazid ähnlich gebaute Doppelbanden bei $\lambda\lambda$ 3022, 3040 und $\lambda\lambda$ 3742, 3752. Diese lassen sich als (0,1) und (1,0) deuten, und zwar müssen sie, wie eine leichte Überlegung über die Änderung der Rotationsenergie mit dem Schwingungsquantum n zeigt, nach verschiedenen Seiten abschattiert sein[2]), was auch tatsächlich der Fall ist (λ 3742 nach Violett, λ 3022 nach Rot). Man erhält daraus eine Kernschwingungsfrequenz $\nu = 3085$, ein durchaus plausibler Wert, wie der Vergleich mit der Nachbarverbindung OH (Tabelle VII) ergibt. Zur genaueren Festlegung müssen jedoch bessere Messungen abgewartet werden. Die Anregungsspannung der Bande λ 3360 wurde von Kwei (172) zu 22,5 Volt bestimmt.

Zum Schlusse dieses Abschnittes geben wir noch die von uns vorgenommene Einordnung der VO- und BiO-Banden, die aus bereits erwähnten Gründen (§ 1) den Oxydverbindungen zugeschrieben werden müssen. Über Absorptions- und Fluoreszenzbanden im Wismutdampf siehe Rangadhama Rao (208), ebenso für Bi (Kernschwingungsfrequenz ~ 170), Pb, Tl und Sb Narayan und Mitarbeiter (196—198). Bei diesen Banden handelt es sich wohl tatsächlich um die des Metallmoleküls.

Sechste Gruppe. Da wir die Oxyde im Zusammenhang mit den betreffenden Elementen behandelt haben, betrachten wir hier nur die Spektra des Sauerstoffmoleküls und seiner Hydridverbindung. Beim Sauerstoffmolekül sind so-

1) A. Fowler u. Gregory, Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) **218**, 351, 1919.

1) Auch im ultraroten Absorptionsspektrum des NO tritt bei λ 5,33 μ eine Bande auf, die der gleichen Schwingungsfrequenz ($\nu \sim 1870$) entspricht.

2) Es ist bekanntlich: $B_n = B_0 - \alpha n$, mit $B_0' = B_0''$ ist das die Kante hervorrufende quadratische Glied

$$C = B_n' - B_n'' = \alpha'' n'' - \alpha' n',$$

also für $n' = 0$ positiv, für $n'' = 0$ negativ.

Kantenschema von *VO*.

n' \ n''	0	1	2
0	5737	6087	6478
1	5470		

Kantenschema von *BiO*.

n' \ n''	0	1	2	3	4	5
0	4504	4617	4727			
1	4423	4538	4636	4748		
2	4351		4550	4663		
3		4370	4466	4573	4760	
4			4386		4077	4792

wohl vom Bogenspektrum als auch vom Funkenspektrum je zwei Bandensysteme bekannt. Zum neutralen O_2-Molekül gehören die atmosphärischen Sauerstoffabsorptionsbanden im Roten und Ultraroten und die ebenfalls in Absorption untersuchten Banden im Schumanngebiet [Füchtbauer und Holm (131), Hopfield und Leifson (143), Leifson (173), Schmidt (219), Zernicke (252)]. Bei den ersteren wurde im Bericht I die Kombinationsbeziehung

$$R(m) - P(m) = 11{,}60\,(m + \tfrac{1}{4}) - 0{,}008\,(m + \tfrac{1}{4})^2$$

mitgeteilt; wegen der Intensitätsanomalie, die das vollkommene Ausfallen jeder zweiten Linie bedingt, ist jedoch jetzt die Formel umzuändern in

$$R(m) - P(m) = 5{,}80\,(m + \tfrac{1}{2}) - 0{,}002\,(m + \tfrac{1}{2})^2$$

(Trägheitsmoment daraus s. Tabelle III).

Das Kantenschema der ultravioletten Banden liegt auf Grund der zitierten Arbeiten ziemlich vollständig vor. Nach Mulliken sollen auch die Rungebanden (s. Bericht I) diesem System ($n' = 0$, $n'' = 11$ bis 17), angehören, das dann der Formel

$$\nu = 49359 + (708\,n' - 13\,n'^2) - (1565{,}37\,n'' - 11{,}37\,n''^2)$$

genügt. Auch diese Banden zeigen die erwähnte Intensitätsanomalie. Der Endzustand beider Systeme (Grundzustand) dürfte derselbe sein.

Das Funkenspektrum des Sauerstoffmoleküls zeigt ebenfalls ein rotes und ein ultraviolettes Bandenspektrum, zwischen denen aber kein Zusammenhang besteht. Vom ultravioletten Spektrum (nach Rot abschattierte Doppelbanden) ist nur das Kantenschema bekannt, das jetzt auf Grund neuer Messungen von Ellsworth und Hopfield (126) gegenüber der älteren Arbeit von Johnson (159) vervollständigt werden konnte. Die dort mitgeteilte Kantenformel mußte wegen des Hinzukommens einiger neuer Banden in der Numerierung auch etwas abgeändert werden (s. Tabelle IX).

Von den roten negativen Sauerstoffbanden mißt Holland (140) etwa 900 Linien aus, ohne jedoch irgendwelche Anhaltspunkte für eine Analyse geben zu können. Eine teilweise Analyse dieses außergewöhnlich kompliziert gebauten Spektrums (in jeder Bande sind wenigstens 12 verschiedene Serien vorhanden, die sich alle nicht sehr weit verfolgen lassen), gibt jedoch Frerichs (130). Die von ihm mitgeteilten Serien

Negative Sauerstoffbanden.

n' \ n''	0	1	2
0	6026	6419	6856
1	5632		
2	5295		

scheinen die Q-Zweige zu sein; Trägheitsmomentbestimmungen können deshalb nicht vorgenommen werden, die Analyse genügt aber, das Kantenschema und die Kernfrequenz festzulegen (s. Tabelle IX).

Vom Hydridspektrum, den sog. Wasserdampfbanden, liegen jetzt genaue Serienanalysen der Banden λ 3064 (0,0), λ 3026 (1,1), λ 2811 (1,0) und λ 2875 (2,1) vor [Watson (243—246), Dieke (112, 113)], aus denen neben den Trägheitsmomenten auch die Schwingungsfrequenzen (3085 und 3569) bestimmt werden konnten. Die Satelliten, schwache Begleiter der Q-Zweige, können als neue Q-Zweige eingeordnet werden, die mit den P- und R-Zweigen Kombinationsbeziehungen bilden [s. auch Kemble und Jenkins (262)].

Bei den überaus kanten- und linienreichen Spektren von S_2, Se_2 und Te_2 hat Rosen (216) [s. auch die Ankündigung einer ähnlichen Untersuchung von Ehrenfeucht (124), ebenso Mc Lennan und Walerstein (183) und Rakowicz-Pogorzelska (206)] die schon beim Jod bewährte Methode der monochromatischen Anregung der Fluoreszenz (sog. Resonanzfluoreszenz) mit Erfolg angewandt, um Kantenserien aufzusuchen. Er gibt die in Tabelle IX mitgeteilten Formeln an. Henry und Tewes (138) nennen für das Trägheitsmoment des S_2-Moleküls die Werte 12,6 und $13{,}8 \cdot 10^{-40}$ im übrigen ist aber die Kenntnis dieser Spektren in den beiden Jahren nicht viel erweitert worden. Das gleiche gilt auch für die anderen Elemente dieser Gruppe. Beim Durchsehen der älteren Literatur gelang es uns jedoch, die Spektren von *SO* und *CrO* einzuordnen, deren Kantenschemata wir deshalb hier angeben. Die Gründe, die für die Annahme

Kantenschema von *SO*.

n'' / n'	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	2710	2793	2879	2970	3065	3166	3272	3384	3503	3628	3762	3904		4215
1	2664	2745	2829	2616	3008			3315	3429	3549	3677	3812	3955	4109
2		2700	2781			3048	3146		3358			3726	3864	4007
3										3417		3644		

Kantenschema von *CrO*.

n'' / n'	0	1	2
0	6051	6394	6772
1	5794		
2	5564		

des Oxydes als Träger sprechen, sind bereits in § 1 mitgeteilt worden.

Siebente Gruppe. Die Halogenverbindungen sind schon im Zusammenhang mit den betreffenden Elementen behandelt worden, es bleibt also hier nur noch die Besprechung der Halogenmoleküle selbst. Vom Fluor wurden schon in einer früheren Arbeit von Gale und Monk (132) einige Bandenkanten angegeben, jetzt kündigen die Verfasser (133) auch eine Feinstrukturanalyse dieser Banden an und nennen als Trägheitsmoment des Moleküls den Wert $14{,}5 \cdot 10^{-40}$, woraus sich aber im Vergleich zu den anderen Werten dieser Periode [Mecke (27)] ein zu kleiner Kernabstand ($0{,}96 \cdot 10^{-8}$) ergibt. Wegen der bei solchen homöopolaren Molekülen zu erwartenden Intensitätsanomalie wäre der Wert des Trägheitsmomentes aber zu verdoppeln (Kernabstand $1{,}35 \cdot 10^{-8}$ cm).

Eine Ausmessung der Bandenkanten von Chlor und Brom bringt Kuhn (171) und bestimmt daraus die Dissoziationsenergie (s. § 2). Eine vollständigere Messung hat Nakamura (194) gemacht, der beim Chlor 5 Absorptionsserien, beim Brom sogar 16 derartige Serien ausmißt. Erstere können leicht in das von Kuhn angegebene Kantenschema eingeordnet werden, beim Brom lassen sich jedoch nicht alle Serien einwandfrei unterbringen, so daß hier eine neue Untersuchung unter diesen Gesichtspunkten angebracht wäre. Die Kantenformeln sind in bezug auf Festlegung des schwingungslosen Zustandes (0,0) auch nur als provisorische zu betrachten. Nakamura vermag auch das schon früher ausgemessene Jodspektrum (s. Bericht 1) um 29 Kanten zu vermehren, die sämtlich an dem roten Ende des Spektrums liegen. Die Numerierung der Kanten liegt jetzt insofern fest, als die erste früher (s. Bericht I) wegen des Auftretens einiger „Antistokesglieder" im Resonanzspektrum mit $n'' = 4$ bezeichnete Serie tatsächlich dem schwingungslosen Zustand des Moleküls ($n'' = 0$) entspricht, da die antistokesschen Glieder anders gedeutet werden müssen. Von besonderem Interesse ist jedoch die neuerdings erfolgte Deutung der von Wood ausgemessenen Resonanzserien, die zu einer recht guten Bestimmung des Trägheitsmomentes des Moleküls geführt haben. Aus der direkten Analyse war dies wegen der zu geringen Auflösungskraft der Spektralapparate bisher nicht möglich. Drei Arbeiten [Loomis (184), Kemble und Witmer (166), Kratzer und Sudholt (170)] haben sich nun mit der Analyse desjenigen Resonanzspektrums beschäftigt, das bei der Anregung von Joddampf mit dem Lichte der grünen Quecksilberlinie entsteht. Im Spektrum der *Hg*-Dampflampe ist diese Linie nämlich derartig verbreitert, daß sie gleichzeitig sieben Absorptionslinien des Jods zu überdecken vermag, deren jede dann eine Dublettserie (dem Quantensprung $\Delta m = \pm 1$ entsprechend) in Fluoreszenz emittiert. Durch genaue Konstantenberechnung gelang es dann, den Ursprung dieser verschiedenen Resonanzserien festzulegen und daraus das Trägheitsmoment zu bestimmen. Die sichersten Werte sind für den schwingungslosen Grundzustand $742 \cdot 10^{-40}$ und für den angeregten $1200 \cdot 10^{-40}$.

An neueren Untersuchungen über den Einfluß von Fremdgasen auf die Jodfluoreszenz (die ersten stammen von Franck und Wood) wäre die Arbeit von Ramsauer zu erwähnen (207) (s. jedoch auch die ältere Literatur). Auch eine Verschiebung der Absorptionskanten durch einen derartigen Zusatz von Fremdgasen soll angeblich stattfinden [Perot und Collinet (202)]. Über das im kurzwelligen Ultraviolett gelegene Bandenspektrum des Jods liegen keine neueren Untersuchungen vor, doch verdienen die bei den Halogenen beobachteten kontinuierlichen Emissionsspektra noch der Erwähnung. Es kommen hier jedesmal zwei kontinuierliche Emissionsbänder in Betracht, deren Lage von Gerlach und Gromann (134) wie folgt angegeben wird:

Jod: λ 4800 und λ 3460–3350;

Brom: λ 4200 und λ 2930–2800;

Chlor: λ 3180 und λ 2610–2500.

Das kurzwellige Spektrum wird nun als Elektronenaffinitätsspektrum gedeutet, d. h. als ein solches, das infolge frei werdender Energie bei der Vereinigung eines Elektrons mit einem elektronegativen Atom entsteht (Chlor: 108 Cal.; Brom: 97 Cal.; Jod 82 Cal.), [s. hierzu auch Steubing (227)]. Die langwelligen Emissionen sollen jedoch nach einer Notiz von Wolf (251) als Wiedervereinigungsspektrum von angeregten und normalen Halogenatomen aufzufassen sein, ähnlich seiner Deutung des kontinuierlichen Wasserstoffspektrums (218). Analog haben von Angerer und Müller (83) aus den langwelligen Grenzen der kontinuierlichen Emissionsspektren von Alkalihalogenverbindungen (*KF, NaCl, CsCl, KBr, CsBr, KJ*) deren Elektronenaffinitäten berechnet[1]). Über den Zerfall von *NaJ* macht Kondratjew (169) noch Angaben. Auch von den Halogenwasserstoffverbindungen sind kontinuierliche Absorptionsspektra bekannt, die ähnlich als Zerfallsspektra gedeutet werden. Leifson (173) findet für *HCl* vier breite Streifen bei $\lambda\lambda$ 2150—1850, 1750—1650, 1580—1290 und 1270—1250. Bonhoeffer und Steiner (102) untersuchen das Absorptionsspektrum des *HJ* im Ultravioletten (3000—2300). Wir möchten aber nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, daß die Annahmen über die Natur all dieser kontinuierlichen Spektra noch keineswegs gesichert sind und daß es sich hier nur um Deutungsversuche handelt, die vielleicht schon bald durch die neue Quantenmechanik ihre Bestätigung oder Nichtbestätigung finden werden.

Zum Schlusse dieser Ausführungen teilen wir noch das Kantenschema von *MnO* aus der siebenten Untergruppe mit, das wir haben einordnen können.

Kantenschema von *MnO*.

n' \ n''	0	1	2	3	4	5	6
0	5585	5857	6153				
1	5360	5610	5882	6177			
2	5159	5391	5639	5911	6205		
3	4977	5192	5423	5675	5944	6237	
4	4815	5016	5231		5713	5985	
5	4688	4850	5051	5268	5500	5751	
6			4892	5093	5312	5545	5796

Über Bandenspektra der achten Gruppe des periodischen Systems liegen keine neueren Untersuchungen vor.

1) Anm. bei der Korrektur: Siehe hierzu auch die neuerdings erschienene Arbeit von Franck, Kuhn und Rollefson (258).

Literaturverzeichnis.

I. Allgemeines.

1) W. Alexandrow, Wasserstoffmolekülion und Undulationsmechanik. Ann. d. Phys. **81**, 603, 1926.
2) R. T. Birge, Quantentheorie der Bandenspektren. Phys. Rev. **25**, 240, 1925; Ber. **6**, 1396.
3) —, Kernbindung zweiatomiger Moleküle. Nature **116**, 783, 1925; Ber. **8**, 232.
4) —, Struktur der Moleküle. Nature **117**, 300, 1926; Ber. **8**, 180.
5) —, Quantenanalyse der Rotationsenergie einiger Moleküle. Phys. Rev. **27**, 245, 1926; Ber. **7**, 964.
6a) D. Dennison, Rotation der Moleküle. Phys. Rev. **28**, 318, 1926.
6b) —, Wellenmechanik und Rotation homöopolarer Moleküle. Nature, 26. Febr., 1927.
7a) H. Deslandres, Struktur der Bandenspektren. C. R. **180**, 1454, 1925; Ber. **7**, 598.
7b) —, dass. C. R. **180**, 1980, 1925.
7c) —, dass. C. R. **181**, 265, 1925.
7d) —, dass. C. R. **181**, 387, 1925.
7e) —, dass. C. R. **181**, 410, 1925.
8) O.S.Duffendack, Energieniveaus in Bandenspektren. Astr. Journ. **61**, 209, 1925; Ber. **6**, 1305.
9) M. Duffieux, Ursprung einiger Bandenspektren. Journ. de Phys. et le Radium **6**, 93, 1925.
10) E. Fues, Eigenschwingungsspektrum zweiatomiger Moleküle. Ann. d. Phys. **80**, 367, 1926
11) E. Hallén, Gequantelte Bewegung im Kramersschen Molekülmodell. Zeitschr. f. Phys. **35**, 642, 1926.
12) O. Halpern, Quantelung des Rotators. Zeitschr. f. Phys. **38**, 8, 1926; Ber. **7**, 1761.
13) W. Heisenberg, Quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. Zeitschr. f. Phys. **33**, 879, 1925.
14a) F. Hund, Halogenwasserstoffe, mehratomige polare Molekeln. I. Zeitschr. f. Phys. **31**, 81, 1925; Ber. **6**, 1360.
14b) —, dass. II. Zeitschr. f. Phys. **32**, 1, 1925; Ber. **7**, 2054.
15) —, Deutung einiger Erscheinungen in den Molekelspektren. Zeitschr. f. Phys. **36**, 657, 1926.
16a) —, Zur Deutung der Molekelspektren. I. Zeitschr. f. Phys. **40**, 742, 1927; Ber. **8**, 961.
16b) —, dass. II. Zeitschr. f. Phys. **42**, 93, 1927.
17) A. Kratzer, Obere Grenze der Ozillationsquantenzahlen. Zeitschr. f. Phys. **26**, 40, 1924; Ber. **5**, 1514.
18) L. Landau, Theorie der Spektren zweiatomiger Moleküle. Zeitschr. f. Phys. **40**, 621, 1927.
19) H. Lessheim, Elektronendrehimpuls rotierender Moleküle. Zeitschr. f. Phys. **35**, 831, 1926.
20) H. Ludloff, Molekülbindung und Bandenspektren. Zeitschr. f. Phys. **39**, 528, 1926; Ber. **8**, 969.
21) —, Über eine Gesetzmäßigkeit in der Abschattierung der Bandenspektren. Naturw. **14**, 44, 1926; Ber. 8, 527.
22) R. Mecke, Elektronenniveaus einiger Bandenspektren. Zeitschr. f. Phys. **36**, 795, 1926; Ber. **8**, 447.
23) —, Verschiebungssatz bei Bandenspektren. Naturw. **13**, 698, 1925; Ber. **6**, 1628.
24) —, Dublettstruktur einer Klasse von Bandenspektren. Naturw. **13**, 755, 1925; Ber. **7**, 697.
25a) —, Zum Aufbau der Bandenspektra. Zeitschr. f. Phys. **32**, 823, 1925; Ber. **6**, 1311.
25b) —, Aufbau der Bandenspektra. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. (3) **6**, 24, 1925; Ber. **6**, 1627.
26) —, Dublettaufspaltungen bei einigen Bandenspektren. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. (3) **7**, 18, 1926; Ber. **7**, 1543.
27) —, Bandenspektra und periodisches System. Zeitschr. f. Phys. **42**, 390, 1927.
28) L. Mensing, Zur Störungsmechanik der Moleküle. Zeitschr. f. Phys. **34**, 602, 1925.
29) —, Rotationsschwingungsbanden. Zeitschr. f. Phys. **36**, 814, 1926.

30) R. S. Mulliken, Struktur der Banden mit einem Valenzelektron. Phys. Rev. **26**, 561, 1925; Ber. **8**, 219.
31a) —, Elektronenanordnung und Struktur der Bandenspektra bei zweiatomigen Molekülen. I. *Cu H-*, *CH-* und *CO*-Bandentypen. Phys. Rev. **28**, 481, 1926; Ber. **8**, 448 u. 971.
31b) —, dass. II., Terme der Gestalt $B(j^2 - a^2)$. Phys. Rev. **28**, 1202, 1926; Ber. **8**, 972.
32a) —, Systematische Beziehungen zwischen Elektronenanordnung und Bau der Bandenspektren in zweiatomigen Molekülen. I. Proc. Nat. Ac. Amer. **12**, 144, 1926; Ber. **8**, 224.
32b) —, II. *ZnH-*, *CdH-* und *HgH*-Moleküle und ihre Spektra. Ebenda 151.
32c) —, III. Molekülbildung und Molekülbau. Ebenda 338.
32d) —, IV. Phys. Rev. **29**, 637, 1927.
33) J. W. Nicholson, Rydbergformeln bei Bandenspektren. Phil. Mag. **50**, 650, 1925; Ber. **8**, 225.
34) F. Reiche, Quantelung des symmetrischen Kreisels nach Schrödingers Undulationsmechanik. Zeitschr. f. Phys. **39**, 444, 1927.
35) E. Schrödinger, Quantisierung als Eigenwertproblem. Ann. d. Phys. **79**, 489, 1926.
36) E. C. Stoner, Magnetismus und Molekularstruktur. Phil. Mag. **3**, 336, 1927.

II. Dissoziationsenergie.

37) R. T. Birge u. H. Sponer, Dissoziationsenergien unipolarer Moleküle. Phys. Rev. **28**, 259, 1926; Ber. **8**, 230.
38) E. G. Dymond, Dissoziation und Fluoreszenz von Joddampf. Zeitschr. f. Phys. **34**, 553, 1925; Ber. **7**, 601.
39) J. Franck, Homöopolare Bindung und Dissoziationsenergie. Zeitschr. f. phys. Chem. **120**, 144, 1926.
40) E. C. Kemble, Dissoziationsenergie von *HCl*. Journ. Opt. Soc. Amer. and Rev. Scient. Instr. **12**, (1), 1926.
41) E. Koernicke, Dissoziationswärme von *Hg*-Molekülen. Zeitschr. f. Phys. **33**, 219, 1925; Ber. **6**, 1640.
42) V. Kondratjew, Dissoziation der Stickstoffmoleküle durch Elektronenstoß. Zeitschr. f. Phys. **38**, 346, 1926; Ber. **7**, 1935.
43) H. Kuhn, Absorptionsspektren und Dissoziationswärme von Halogenmolekülen. Zeitschr. f. Phys. **39**, 77, 1926; Ber. **8**, 142.
44) H. Sponer, Dissoziationsarbeiten von Sauerstoff und Stickstoff. Naturw. **14**, 275, 1926; Ber. **7**, 1071.
45a) E. E. Witmer, Kritische Potentiale und Dissoziationsenergie von Wasserstoff aus dem ultravioletten Bandenspektrum. Proc. Nat. Ac. Amer. **12**, 238, 1926; Ber. **8**, 229.
45b) — dass. Phys. Rev. **28**, 1223, 1926; Ber. **8**, 445.

III. Intensität.

46a) E. Condon, Intensitätsverteilung in Bandensystemen. Phys. Rev. **27**, 640, 1926; Ber. **8**, 222.
46b) —, dass. Phys. Rev. **28**, 1182, 1926; Ber. **8**, 971.
47) D. M. Dennison, Analyse einiger Molekülspektra. Phil. Mag. **1**, 195, 1926; Ber. **8**, 222.
48) G. H. Dieke, Intensitäten im Viellinienspektrum des Wasserstoffs. Zeitschr. f. Phys. **32**, 180, 1925; Ber. **6**, 1119.
49) —, Intensitäten in Bandenspektren. Zeitschr. f. Phys. **33**, 161, 1925; Ber. **6**, 1632.
50) —, Intensitätsanomalien bei den negativen Stickstoffbanden. Zeitschr. f. Phys. **31**, 326, 1925; Ber. **6**, 928.
51) R. H. Fowler, Anwendung des Korrespondenzprinzips auf Intensitätsverteilung in Bandenspektren. Phil. Mag. **49**, 1272, 1025; Ber. **7**, 596.
52) E. Fues, Intensitäten der Bandenlinien und des Affinitätsspektrums zweiatomiger Moleküle. Ann. d. Phys. **81**, 281, 1926; Ber. **8**, 140.
53) F. Goos, Intensitätsmessungen im Viellinienspektrum des Wasserstoffs. Zeitschr. f. Phys. **31**, 229, 1925; Ber. **6**, 722.
54) W. Heisenberg, Mehrkörperprobleme und Resonanz in der Quantenmechanik. Zeitschr. f. Phys. **41**, 239, 1927.
55a) E. Honl u. F. London, Intensitäten der Bandenlinien. Naturw. **13**, 756, 1925; Ber. **7**, 696.
55b) —, dass. Zeitschr. f. Phys. **33**, 803, 1925.
56) F. G. Hoyt, Intensitäten und neue Quantenmechanik. Phys. Rev. **27**, 805, 1926; Ber. **7**, 1543.
57) E. C. Kemble, Intensitäten von Bandenlinien. Zeitschr. f. Phys. **35**, 286, 1925; Ber. **8**, 221.
58) —, Korrespondenzprinzip, Intensitäten. Phys. Rev. **25**, 1, 1925; Ber. **6**, 1345.
59) H. O. Kneser, Kantenintensitäten der Stickstoffbanden, Anregung durch Elektronenstoß. Ann. d. Phys. **79**, 597, 1926; Ber. **7**, 1280.
60) W. Lenz, Korrespondenzmäßige Betrachtungen über Intensitätsverteilung. Zeitschr. f. Phys. **25**, 299, 1924; Ber. **6**, 303.
61) R. Mecke, Intensitätsanomalien bei Bandenspektren. Physik. Zeitschr. **25**, 597, 1924; Ber. **6**, 405.
62) —, Struktur einer Klasse von Bandenspektren. Zeitschr. f. Phys. **31**, 709, 1925; Ber. **6**, 928.
63) —, Aufbau der Bandenspektra. Zeitschr. f. Phys. **32**, 823, 1925; Ber. **6**, 1311.
64a) R. S. Mulliken, Intensitätsbeziehungen und Elektronenterme in Spektren zweiatomiger Moleküle. Phys. Rev. **29**, 211, 1927; Ber. **8**, 824.
64b) —, Elektronenanordnung und Struktur der Bandenspektra bei zweiatomigen Molekülen, III. Intensitätsbeziehungen. Phys. Rev. **29**, 391, 1927.
65) H. Rademacher u. F. Reiche, Quantelung des symmetrischen Kreisels nach Schrödingers Undulationsmechanik, II. Intensitätsfragen. Zeitschr. f. Phys. **41**, 453, 1927.
66) R. Sewig, Intensitätsmessungen in Bandenspektren. Zeitschr. f. Phys. **35**, 511, 1926; Ber. **7**, 697.
67) J. C. Slater, Wechselnde Intensitäten bei Bandenlinien. Nature **117**, 555, 1926; Ber. **8**, 221.

IV. Isotopieeffekt.

68) E. S. Bieler, Bandenspektra der Bleiisotopen. Nature **115**, 980, 1925; Ber. **6**, 1571.
69) R. Brunetti, Isotopieeffekt der grünen Quecksilberlinie. Cim. (N. S.) **1**, 185, 1924; Ber. **6**, 348.
70) F. A. Jenkins, Isotopieeffekt bei *Hg* und *Cl*. Phys. Rev. **29**, 50, 1927.
71) W. Jevons, Isotopieeffekt der *SnCl*-Banden. Proc. Roy. Soc. (A) **110**, 365, 1926.
72) G. Joos, Spektroskopische Nachweise von Isotopen und Zusammenhang zwischen Isotopen und Trabanten von Spektrallinien. Physik. Zeitschr. **26**, 357, 1925; Ber. **6**, 1394.
73) R. S. Mulliken, Isotopieeffekt bei Linien- und Bandenspektren. Nature **113**, 820, 1924; Ber. **5**, 1514.
74) —, Isotopieeffekt von *SiN*. Nature **116**, 14, 1925; Ber. **6**, 1716.
75a) —, Isotopieeffekt bei Bandenspektren, I. Phys. Rev. **25**, 119, 1925; Ber. **6**, 1400.
75b) —, dass., II. *BO*. Phys. Rev. **25**, 259, 1925; Ber. **8**, 226.
75c) —, dass., III. *CuJ*, angeregt durch aktiven Stickstoff. Phys. Rev. **26**, 1, 1925; Ber. **6**, 1716.
75d) —, dass., IV. *SiN*. Phys. Rev. **26**, 319, 1925; Ber. **7**, 481.
76) —, *BO*. Phys. Rev. **25**, 239, 1925; Ber. **6**, 1400.
77) H. A. Pfund, Halogenisotope und infrarote Reflexionsspektra. Proc. Nat. Ac. Amer. **11**, 53, 1925; Ber. **6**, 867.
78) W. W. Watson u. Ph. Rudnick, *MgH*-Banden. Astr. Journ. **63**, 20, 1926; Ber. **7**, 1724.
79) E. Woldering, Halbzahligkeit des Oszillationstermes. Naturw. **15**, 265, 1927.

V. Experimentelles.

80) H. S. Allen, Bandenspektren des Wasserstoffs. Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 69, 1924; Ber. **6**, 60.
81) — u. J. Sandemann, Zweites Wasserstoffspektrum. Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 293, 1927.
82) T. E. Allibone, Zweites Wasserstoffspektrum. Proc. Roy. Soc. (A) **112**, 106, 1926; Ber. **7**, 2019.
83) E. v. Angerer u. A. Müller, Zur spektroskopischen Bestimmung der Elektronenaffinität der Halogene. Physik. Zeitschr. **26**, 643, 1025; Ber. **7**, 196.
84) F. Baldet, Spektrum des $C+O$ bei sehr geringem Druck. C. R. **180**, 271, 1925; Ber. **7**, 596.
85) —, Einfluß des Druckes auf die Bandenspektra des Kohlenstoffs. C. R. **180**, 1201, 1925; Ber. **7**, 889.
86) —, Kometenspektra und Kohlenoxyd. Journ. de Phys. et le Radium (6) **6**, 70, 1925; Ber. **7**, 258.
87) —, Rote Cyanbanden des Kometen Daniel. C. R. **181**, 331, 1925; Ber. **7**, 490.
88) C. Barrat, Absorptionsspektra von Metalldämpfen. II. *Mg*- und Alkalimetalle. Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 194, 1925; Ber. **7**, 791.
89) H. Bell, Bandenspektrum des *CuH*-Moleküls. Phil. Mag. **49**, 23, 1925; Ber. **6**, 1394.
90) E. Bengtsson, Kombinationsbeziehungen bei den Bandenspektren der Goldflamme. Ark. f. Mat. Astron. och Fys. **18**, 27, 1924; Ber. **6**, 1629.
91) — u. E. Svensson, Anregungsbedingungen und Struktur der Silberbanden. λ 3330 und λ 3358. C. R. **180**, 274, 1925; Ber. **6**, 1317.
92) R. T. Birge, Aktiver Stickstoff. Nature **114**, 642, 1924; Ber. **6**, 735.
93) —, Bandenspektra in Verbindung mit Kohlenstoff. Nature **116**, 170, 1925; Ber. **6**, 1630.
94) —, Energieniveaus des Stickstoffmoleküls. Nature **117**, 81, 1926.
95) —. Energieniveaus von CO und $C+O$. Nature **117**, Febr. 1926.
96) —, Quantentheorie der *CN*- und *Hg*-Dubletts. Phys. Rev. **25**, 240, 1925; Ber. **6**, 1396.
97) —, Bandenspektra von CO und $C+O$. Phys. Rev. **28**, 1157, 1926; Ber. **8**, 974.
98) — u. A. Christy, Titanbanden. Phys. Rev. **29**, 212, 1927; Ber. **8**, 820.
99) — u. J. J. Hopfield, Ultraviolette Stickstoffbanden. Phys. Rev. **29**, 356, 1927; Ber. **8**, 828.
100) Ch. M. Blackburn, Quantentheorie der 1. negativen Gruppe Deslandres'. Proc. Nat. Ac. Amer. **11**, 28, 1925; Ber. **6**, 1395.
101) K. F. Bonhoeffer, Chemilumineszenzen mit aktivem Wasserstoff. Zeitschr. f. phys. Chem. **116**, 391, 1925; Ber. **7**, 197.
102) — u. W. Steiner, Absorption von *HJ* im Ultravioletten. Zeitschr. f. phys. Chem. **122**, 287, 1926; Ber. **8**, 449.
103) C. R. Bury, Fulcherlinien im Wasserstoffspektrum. Phil. Mag. **50**, 1139, 1925; Ber. **7**, 889.
104) M. Czerny, Ultrarotes Rotationsspektrum von *HCl*. Zeitschr. f. Phys. **34**, 227, 1925; Ber. **6**, 1717.
105) W. H. B. Cameron, Entstehung des Stickstoff-Nachleuchtens. Nature **115**, 122, 1925; Ber. **6**, 1547.
106) —, Spektra von Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff in Gegenwart von Neon. Phil. Mag. (7) **1**, 405, 1926; Ber. **8**, 368.
107) W. E. Curtis, Fulcherbanden. Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 570, 1925.
108) —, Neue Serien im 2. Wasserstoffspektrum. Phil. Mag. (7) **1**, 695, 1926; Ber. **8**, 445.
109) — u. R. G. Long, Bandenspektrum des Helium III, Doppelbanden. Proc. Roy. Soc. (A) **108**, 513, 1925.
110) P. Das, Zweites Wasstoffspektrum. Bull. Calcutta Math. Soc. **14**, 13, 1923; Ber. **8**, 444.
111) D. B. Deodhar, Wellenlängen im zweiten Wasserstoffspektrum. Proc. Roy. Soc. (A) **113**, 420, 1926.
112) G. H. Dieke, Ultraviolette Wasserdampfbanden. Versl. Akad. Wetensk. Amsterdam **34**, 100, 1925.
113) —, dass. Proc. Amst. **28**, 174, 1925; Ber. 6, 1629.
114a) —, Zweites Wasserstoffspektrum. Proc. Amst. **27**, 490, 1924; Ber. **6**, 1400.
114b) —, Fulcherbanden. Phil. Mag. **50**, 175, 1925; Ber. **6**, 1631.
115) —, Intensitäten im Vielliniensprektrum des Wasserstoffs. Zeitschr. f. Phys. **32**, 180, 1925; Ber. **6**, 1119.
116) —, Spezifische Wärme von Wasserstoff. Physica **5**, 412, 1925; Ber. **7**, 1851.
117) —, Cyanbanden. Physica **5**, 178, 1925; Ber. 6, 1628.
118) — u. A. S. van Heel, Uranylsalze. Proc. Amst. **28**, 953; Ber. **7**, 1555.
119) — u. J. J. Hopfield, Absorptionsspektrum von Wasserstoff im Ultravioletten. Zeitschr. f. Phys. **40**, 299, 1926; Ber. **8**, 652.
120) F. C. Mc Donald, Kohlenwasserstoffbanden. Phys. Rev. **29**, 212, 1927; Ber. **8**. 829.
121) J. Dufay, Blitzspektren. C. R. **182**, 1331, 1926; Ber. **8**, 447.
122) O. S. Duffendack u. G. W. Fox, Potentiale der Kohlenmonoxydbanden. Science (N. S.) **64**, 277, 1926; Ber. **8**, 228.
123) D. C. Duncan, Anregung von Stickstoff- und *CO*-Banden durch Elektronenstoß. Astr. Journ. **62**, 145, 1925; Ber. **7**, 965.
124) V. Ehrenfeucht, Resonanzspektrum von Selendampf. C. R. Soc. Pol. de phys. **7**, 65, 1926.
125) R. Eisenschitz u. A. Reis, Zuordnung von Bandenspektren durch Flammenversuche. Zeitschr. f. Phys. **36**, 414, 1926; Ber. **7**, 1285.
126) V. M. Ellsworth u. J. J. Hopfield, Sauerstoffbanden im Ultravioletten. Phys. Rev. **29**, 79, 1927.
127a) G. Eriksson u. E. Hulthén, Bandenspektra von Aluminium. Zeitschr. f. Phys. **34**, 775, 1925; Ber. **7**, 487.
127b) —, Berichtigung dazu. Zeitschr. f. Phys. **35**, 722, 1926; Ber. **7**, 785.
128) R. Fortrat, Kohlenwasserstoffbanden. C. R. **178**, 1272, 1924; Ber. **6**, 1401.
129) J. G. Frayne u. A. W. Smith, Absorptionsspektra von *Zn*-, *Cd*-, *Pb*-, *Bi*- und *Sb*-Dampf. Phil. Mag. (7) **1**, 732, 1926; Ber. **8**, 373.
130) R. Frerichs, Negative Sauerstoffbanden. Zeitschr. f. Phys. **35**, 683, 1926; Ber. **7**, 1285.
131) Chr. Füchtbauer u. E. Holm, Ultraviolette Absorptionsbanden von Sauerstoff in Temperaturabhängigkeit und kurzwelliges Jodspektrum. Phys. Zeitschr. **26**, 345, 1925; Ber. **6**, 1313.
132) H. G. Gale u. S. K. Monk, F_2-Spektrum. Astr. Journ. **59**, 125, 1924; Ber. **5**, 1159.
133) —, Bandenspektrum, kontinuierliche Emission und Absorption von Fluor. Phys. Rev. **29**, 211, 1927; Ber. **8**, 829.
134) W. Gerlach u. Fr. Gromann, Kontinuierliche Spektra der Halogene. Naturw. **13**, 608, 1925; Ber. **6**, 1622.
135) K. Gleu, Lichtemission beim Zerfall von Chlorazid. Zeitschr. f. Phys. **38**, 176, 1926; Ber. **7**, 1732.
136) M. Guillery, Dritte positive Stickstoffgruppe (*NO*). Zeitschr. f. Phys. **42**, 121, 1927.
137) A. S. van Heel, Monochromatische Fluoreszenz von Uranylsalzen. Proc. Amst. **28**, 955, 1925; Ber. **7**, 1557.
138) V. Henri u. M. C. Tewes, Absorptionsspektra von S_2, S_6, S_8. C. R. **179**, 1156, 1924; Ber. **7**, 789.
139) A. B. Hepburn, Anregungspotentiale der *CO*-Banden. Phys. Rev. **29**, 212, 1927; Ber. **8**, 830.
140) F. Holland, Negative Sauerstoffbanden im Sichtbaren. Zeitschr. f. wiss. Phot. **23**, 342, 1925; Ber. **7**, 487.
141) J. J. Hopfield, Absorptionsspektra im äußersten Ultraviolett. Phys. Rev. **29**, 356, 1927; Ber. 8, 831.
142a) — u. R. T. Birge, Quantenanalyse neuer Stickstoffbanden im Ultraviolett. Nature **116**, 15, 1925; Ber. **6**, 1631.

142b) — —, dass., Kurzer Sitzungsbericht. Phys. Rev. 26, 283. 1925; Ber. 6, 1631.
143) — u. S. W. Leifson, Absorptionsspektrum von Sauerstoff bis λ 1240 A.-E. Phys. Rev. 25, 716, 1925; Ber. 6, 1312.
144) F. G. Houtermanns, Bandenfluoreszenz von Hg_4-Dampf. Zeitschr. f. Phys. 41, 140, 1927.
145) E. Hulthén, Banden- und Atomspektra von Zink, Cadmium, Quecksilber. Nature 116, 642, 1925; Ber. 7, 786.
146a) —, Quecksilberbanden. C. R. 179, 528, 1924. Ber. 8, 228.
146b) —, Quecksilberbanden. Zeitschr. f. Phys. 32, 32, 1925; Ber. 6, 1395.
147) —, Calciumhydrid. Phys. Rev. 29, 97, 1927.
148) — u. S. Nakamura, *NH*-Banden. Nature 119. 255, 1927.
149) — u. R. V. Zumstein, Absorptionsspektra einiger Hydridverbindungen im Ultraviolett. Phys. Rev. 28, 13, 1926; Ber. 7, 1840.
150a) O. Jasse, Kohlenoxydbanden λ 4511 und λ 4123. C. R. 182, 692, 1926. Ber. 7, 2021.
150b) —, dass. Revue d'optique 5, 441, 1926.
151) F. A. Jenkins, H. A. Barton u. R. S. Mulliken, β-Banden des *NO*. Nature 119, 118, 1927; Ber. 8, 973.
152) — —, β-Banden des *NO*. Phys. Rev. 29, 211, 1927; Ber. 8, 828.
153) W. Jevons, Cyanbanden im aktiven Stickstoff. Proc. Roy. Soc. (A) 112, 407, 1926.
154) —, Bandenspektra von SiO_2, $SiCl_4$, CCl_4, BCl_3 und $AlCl_3$. Proc. Roy. Soc. (A) 106, 174, 1924; Ber. 6, 1398.
155) —, Banden des *BN*. Nature 113, 744, 1924; Ber. 6, 1399.
156) —, Banden von *BO* und *BN*. Nature 113, 785, 1924; Ber. 6, 1399.
157) —, Ursprung einiger bisher dem Sauerstoff zugeschriebener Linien. Phil. Mag. 47, 586, 1924, Ber. 7, 485.
158) R. C. Johnson, Einfluß von Argon auf das erste positive Stickstoffspektrum. Phil. Mag. 48, 1069; 1924; Ber. 6, 566.
159) —, Ultraviolette Bandenemission in Verbindung mit Sauerstoff. Proc. Roy. Soc. (A) 105, 683, 1924; Ber. 6, 1396.
160) —, Spektra in Verbindung mit Kohlenstoff. Proc. Roy. Soc (A) 108, 343, 1925.
161) —, Bandenspektra in Verbindung mit Kohlenstoff. Nature 116, 539, 1925; Ber 7, 1724.
162) —, Spektra des neutralen *CO*-Moleküls. Nature 117, 376, 1926; Ber. 7, 2021.
163) —, Bau und Ursprung des Swan-Spektrums. Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) 226, 157, 1927.
164) —, Viellinienspektrum des *NaH*. Phys. Rev. 29, 85, 1927; Ber. 8, 652.
165) — u. G. H. Jenkins, Spektra des nachleuchtenden Stickstoffs. Phil. Mag. 2. Nr. 9, Sept. 1926.
166) E. C. Kemble u. E. E. Witmer, Deutung von Woods Jod-Resonanzspektrum. Phys. Rev. 28, 633, 1926; Ber. 8. 527.
167) M. Kiuti, Bandenspektrum des Wasserstoffs. Nagaoka Festschr. Tokyo, 193, 1925; Ber. 7, 787.
168) H. O. Kneser, Spektren von Stickstoffverbindungen. Ann. d. Phys. 79, 585, 1926; Ber. 7, 1280.
169) V. Kondratjew, Dissoziation heteropolarer Moleküle durch Lichtabsorption. Zeitschr. f. Phys. 39, 191, 1926; Ber. 8, 145.
170) A. Kratzer u. E. Sudholt, Resonanzspektrum von Joddampf, Trägheitsmoment. Zeitschr. f. Phys. 33, 144, 1925.
171) H. Kuhn, Absorptionsspektren und Dissoziationswärmen von Halogenmolekülen. Zeitschr. f. Phys. 39, 77, 1926; Ber. 8, 142.
172) C. T. Kwei, Anregung ultravioletter Ammoniakbanden. Phys. Rev. 25, 887, 1925; Ber. 6, 1547.
173) S. W. Leifson, Absorptionsspektra von Gasen und Dämpfen im Schumanngebiet. Astr. Journ. 63, 73, 1926; Ber. 7, 1171.
174) H. B. Lemon, Kometenspektrum und Deslandres' 1. negative Gruppe. Proc. Nat. Ac. Amer. 11, 41, 1925; Ber. 6, 871.
175a) —, dass. Phys. Rev. 25, 109, 1925; Ber. 6, 1394.
175b) —, dass. Phys. Rev. 29, 210. 1927; Ber. 8, 832.
176) J. C. Mc Lennan, Lumineszenz von festem Stickstoff und Argon. Nature 115, 46, 1925; Ber. 6, 998.
177) —, H. J. C. Ireton u. K. Thompson, Phosphoreszenz von Stickstoff. Nature, 18. Sept. 1926.
178) — u. G. M. Shrum, Lumineszenz bei niedrigen Temperaturen. Proc. Roy. Soc. London (A) 106, 138, 1924; Ber. 6, 559.
179) — —, Ursprung der grünen Nordlichtlinie λ 5577. Proc. Roy. Soc. (A) 108, 501, 1925; Ber. 7, 489.
180) — u. A. B. Mc Lay, Absorptionsspektra von Elementen im Ultraviolett. Trans. Roy. Soc. Canada 19, 89, 1925; Ber. 7, 691.
181) —, H. G. Smith u. C. A. Lea, Banden von Helium und Wasserstoff bei niedrigen Temperaturen. Proc. Roy. Soc. (A) 113, 183, 1926; Ber. 8, 448.
182) —, H. G. Smith u. C. S. Peters, Infrarote Spektra einiger Elemente. Trans. Roy. Soc. 19, 39, 1925; Ber. 7, 961.
183) — u. J. Walerstein, Fluoreszenz in Metalldämpfen, angeregt durch Quecksilberbogen. Phys. Rev. 29, 208, 1927; Ber. 8, 741.
184) F. W. Loomis, Fluoreszenz und Absorptionsspektra des Jod. Phys. Rev. 29, 112, 1927.
185) H. Ludloff, Termdarstellung der *HgH*-Banden. Zeitschr. f. Phys. 34, 485, 1925; Ber. 7, 485.
186) —, Termdarstellung der *AlH*-Banden. Zeitschr. f. Phys. 39, 519, 1926; Ber. 8, 969.
187) T. R. Merton u. J. G. Pilley, Negative Stickstoffbanden. Phil. Mag. 50, 195, 1925; Ber. 6, 1460.
188) — —, Anregung der Heliumbanden Proc. Roy. Soc. (A) 109, 267, 1925; Ber. 7, 1725.
189) R. S. Mulliken, *CaH*-Banden. Phys. Rev. 25, 509. 1925; Ber. 6. 1622.
190) —, *CuJ*-Banden, angeregt durch aktiven Stickstoff. Phys. Rev. 26, 1, 1925; Ber. 6, 1716.
191) —, Elektronenterme des *He*-Moleküls. Proc. Nat. Ac. Amer. 12, 158, 1926.
192) H. Nagaoka, Bandenspektra und Elektronenkonfiguration des Stickstoffs und Kohlenmonoxydmoleküls. Jap. Journ. Phys. 1, 49. 1922; auch Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., Tokyo 1, 125, 1923; Ber. 8, 226.
193) G. Nakamura, Quecksilberbande λ 2540. Mem. Coll. Sc. Kyoto Imp. Un. (A) 10, 1, 1926.
194) —, I. Absorption von Joddampf. II. Jod-, Brom- und Chlorbanden. Mem. Coll. Sc. Kyoto Imp. Un. (A) 9, 315, 1926.
195) A. L. Narayan u. D. Gunnaiya, Absorption von Lithiumdampf. Proc. Roy. Soc. (A) 106, 51, 1924; Ber. 6, 1622.
196) — u. K. Rangadhama Row, Fluoreszenz- und Absorptionsbanden von Wismuthdampf bei hohen Temperaturen. Nature 114, 645, 1924; Ber. 6, 736.
197) — u. K. R. Rao, Fluoreszenz von *Bi*. Proc. Phys. Soc. 38, 321, 1926; Ber. 7, 2018.
198) —, G. Subramahniam, D. Gunnaiya u. K. Rangadhamarao, Absorptionsspektra von Metalldämpfen. Nature 114, 194. 1924; Ber. 6. 137.
199) J. W. Nicholson, Zweites Wasserstoffspektrum. Month. Not. 85, 449 u. 656, 1925; Ber. 7, 341.
200) O. Oldenberg, Fluoreszenzanregung mit kurzwelligem Ultraviolett. Zeitschr. f. Phys. 38, 370, 1926; Ber. 8, 143.
201) —, Kontinuierliches Wasserstoffspektrum. Zeitschr. f. Phys. 41, 1, 1927.
202) A. Perot u. M. Collinet, Wellenlänge der Jodabsorption in Abhängigkeit vom Druck. C. R. 180, 2030, 1925; Ber 7, 124.

203) W. C. Pomeroy, *AlO*-Bande 4842. Phys. Rev. **27**, 640. 1926; Ber. **8**, 445.
204) —, Quantenanalyse der *AlO*-Banden (λ 5200—λ 4650). Phys. Rev. **29**, 59, 1927.
205) P. Pringsheim, Bandenfluoreszenz von Kalium und Natrium. Zeitschr. f. Phys. **38**, 161, 1926; Ber. **8**, 240.
206a) H. Rakowicz Pogorzelska, Fluoreszenz von Tellurdampf. C. R. Soc. Pol. des phys. **7**, 51, 1926.
206b) —, dass. Bull. Krakau (A) Nr. 7, 243, 1926.
207) G. Ramsauer, Auslöschung der Jodfluoreszenz. Zeitschr. f. Phys. **40**, 675. 1927.
208) K. Rangadhama Rao, Fluoreszenz und Bandenabsorption von *Bi* bei hohen Temperaturen. Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 760, 1925; Ber. **6**, 1633.
209a) Lord Rayleigh, Kontinuierliches Spektrum von Quecksilberdampf λ 2540. Quecksilberbanden. Proc. Roy. Soc. (A) **108**, 262, 1925.
209b) —, dass Proc. Roy. Soc. (A) **111**, 456, 1926; Ber. **8**, 651.
209c) —, dass. Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 620, 1927.
209d) —, dass. Nature **118**, 767, 1926.
209e) —, dass. Nature **119**, 387, 423 u. 778, 1927.
210a) O. W. Richardson, Bau des zweiten Wasserstoffspektrums. Proc. Roy. Soc. (A) **108**, 553, 1925; Ber. **8**, 735.
210b) — dass. II. Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 35, 1925; Ber. **7**, 1170.
210c) —, dass. III. Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 239, 1925; Ber. **8**, 735.
210d) —, dass. IV. Proc. Roy. Soc. (A) **111**, 714, 1926; Ber. **8**, 736.
211) —, Zweites Wasserstoffspektrum. Proc. Roy. Soc. (A) **113**, 368, 1926.
212) —, dass. Nature **118**, 116, 1926; Ber. **7**, 2019.
213) — u. T. Tanaka, dass. Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 602, 1925; Ber. **6**, 1389.
214) R. Ritschl, Absorptionsspektren (Kupferhalogenide). Zeitschr. f. Phys. **42**, 172, 1927.
215) R. Robertson u. J. C. Mc Lennan, Auroraspektrum und Zusammensetzung der oberen Atmosphäre. Roy. Inst. Great Britain, 11. Juni 1926.
216a) B. Rosen, Absorption und Resonanzstrahlung in der 6. Gruppe (S_2, Se_2, Te_2). Naturw. **14**, 978, 1926; Ber. **8**, 449.
216b) —, dass. Zeitschr. f. Phys. **43**, 69, 1927.
217a) J. Sandemann, Zweites Wasserstoffspektrum bei hohem Druck. Proc. Roy. Soc. (A) **108**, 607, 1925; Ber. **7**, 340.
217b) —, dass. II. Proc. Roy. Soc. (A) **110**, 326, 1926; Ber. **7**, 1548.
218a) H. Schüler u. K. L. Wolf, Kontinuierliches Wasserstoffspektrum I u. II. Zeitschr. f. Phys. **34**, 343, 1925; Ber. **7**, 186 u. **35**, 477, 1926; Ber. **7**, 686.
218b) — —, Berichtigung dazu. Zeitschr. f. Phys **36**, 640, 1926; Ber. **7**, 1094.
219) E. Schmidt, Absorption von Luftsauerstoff im Ultraviolett. Zeitschr. f. Phys. **31**, 475, 1925; Ber. **6** 930.
220) J. D. Shea, Kombinationsprinzip bei den Swanbanden. Phys. Rev. **25**, 716, 1925; Ber. **6**, 1311.
221) — u. R. T. Birge, Molekularkonstanten aus den Swanbanden. Phys. Rev. **27**, 245, 1926; Ber. **7**, 970.
222) E. Soltan, Quecksilberbanden. C. R. séances Soc. Pol. de phys. Fasc. **4**, 44, 1925; Ber. **6**, 1715.
223) H. Sponer, Anregungspotentiale der Stickstoffbanden. Zeitschr. f. Phys. **34**, 622, 1925; Ber. **7**, 345.
224) —, Energieniveaus von *NO*. Nature **117**, 81, 1926; Ber. **8**, 648.
225) —, Absorptionsbanden des Stickstoffs. Zeitschr. f. Phys. **41**, 611. 1927.
226) —, dass. Nature **118**, 696, 1926; Ber. **8**, 449.
227) W. Steubing, Kontinuierliche Spektra der Halogene. Zeitschr. f. Phys. **32**, 159, 1925; Ber. **6**, 1119.
228) H. Stücklen, Linien- und Bandenabsorption des Kupfers. Zeitschr. f. Phys. **34**, 562, 1925; Ber. **7**, 488.
229) N. K. Sur u. R. N. Ghosh, Absorption von Kaliumdampf bei hohen Temperaturen. Phil. Mag. **49**, 60, 1925; Ber. **6**, 1050.
230) T. Tanaka, Zweites Wasserstoffspektrum. Proc. Roy Soc. (A) **108**, 592, 1925; Ber. **6**, 341.
231) J. T. Tate, Absorption von Quecksilberdampf (λ 2540). Phys. Rev. **25**, 110, 1925; Ber. **6**, 724.
232) J. H. van Vleck, Quantentheorie der spezifischen Wärme von Wasserstoff. I. Phys. Rev. **28**, 980, 1926.
233) L. Végard, Emission verfestigter Gase. Nature **114**, 357, 1924; Ber. **6**, 534.
234a) —, Lumineszenz von festem Stickstoff, Auroraspektrum. Nature **114**, 715, 1924; Ber. **6**, 559.
234b) —, dass. Nature **115**. 837, 1925; Ber. **6**, 1020.
235) —, dass. C. R. **179**, 35, 1924; Ber. **6**, 1107.
236) —, Leuchten verfestigter Gase und kosmische Probleme. C. R. **179**, 151, 1924; Ber. **7**, 489
237) —, dass. Ann. d. Phys. **79**, 377, 1926.
238a) —, Emissionsspektra von festem Stickstoff. C. R. **182**, 211, 1926; Ber. **8**, 442.
238b) —, Grüne Nordlichtlinie. Nature, 5. März 1927.
239) —, H. Kammerlingh Onnes u. W. H. Keesom, Leuchten fester Gase bei der Temperatur des flüssigen Heliums, Auroraspektrum. C. R. **180**, 1084, 1925; Ber. **7**, 489.
240) M. Venable, Zweites Wasserstoffspektrum. Journ. Opt. Soc. **12**. 487, 1926; Ber. **7**, 1447.
241) H. Volkringer, Kontinuierliches *Hg*-Spektrum. C. R. **184**, 150, 1927.
242) W. W. Watson, Lithiumhydrid. Phys. Rev. **25**, 887, 1925; Ber. **6**, 1544.
243) —, Wasserdampfemissionsspektrum. Astr. Journ. **60**, 145, 1924; Ber. **6**, 406.
244) —, Kombinationsbeziehungen bei *OH* λ 3064. Phys. Rev. **27**, 246, 1926; Ber. **7**, 968.
245) —, Satelliten der ultravioletten *OH*-Banden Nature **117**, 157, 1926; Ber. **7**, 2020.
246) —, Wasserdampfbanden. Phys. Rev. **23**, 768, 1924; Ber. **5**, 1787.
247) —, Halbe Quantenzahlen bei den *MgH*-Banden. Nature **117**, 692, 1926; Ber. **8**, 228.
248a) — u. Ph. Rudnick, Magnesiumhydridbanden. Astr. Journ. **63**, 20, 1926; Ber. **7**, 1724.
248b) —, dass. Phys. Rev. **29**, 413, 1927.
249) S. Werner, Ultraviolette Wasserstoffbanden. Proc. Roy. Soc. (A) **113**, 107, 1926.
250a) F. R. Weston, Flammenspektra von *CO* und Wasserdampf, I. Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 176, 1925; Ber. **7**, 693.
250b) —, dass. II. Proc. Roy. Soc. (A) **109**, 523, 1925; Ber. **7**, 784.
251) K. L. Wolf, Kontinuierliche Absorption und Emission der Halogene. Zeitschr. f. Phys. **35**. 490, 1926; Ber. **7**, 687.
252) F. Zernicke, Absorptionsspektrum von Sauerstoff. Physica **5**, 35, 1925; Ber. **6**, 993.

Nachtrag.

253) K. F. Bonhoeffer u. G. Kaminski, Nachleuchten des aktiven Stickstoffs. Zeitschr. f. Elektrochemie **32**, 536, 1926.
254) P. A. Constantinides, Aktiver Stickstoff. Phys. Rev. **29**, 215, 1927; Ber. **8**. 776.
255) O. S. Duffendack u. H. L. Smith, Anregung und Ionisation von *CO* und N_2 durch Zusatz von Fremdgasen. Nature **119**, 743, 1927.
256) G. W. Fox, O. S. Duffendack u. E. F. Barker, CO_2-Banden. Proc. Nat. Ac. Amer. **13**, 332. 1927.
257) J. Franck u. H. Kuhn, Absorptions- und Fluoreszenzsepektrum von *AgJ*-Molekülen. Zeitschr. f. Phys. **43**, 164, 1727.
258) — — u. G. Rollefson, Absorptionsspektra und chemische Bindung bei Alkalihalogeniddämpfen. Zeitschr. f. Phys. **43**, 155, 1927.
259) Takao Hori, Wasserstoffbanden im äußersten Ultraviolett. Zeitschr. f. Phys. 1927.
260) C. R. Johnson, Aktiver Stickstoff. Nature 119, 9, 1927; Ber. **8**. 775.

261) M. C. Johnson, H_2-Spektrum und sein Dopplereffekt im Kanalstrahlenlicht. Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 607, 1927.
262) E. C. Kemble u. F. A. Jenkins, Deutung der Satelliten der *OH*-Banden. Phys. Rev. **29**, 607, 1927.
263) F. W. Loomis, Kantenformel der Na_2-Banden. Phys. Rev. **29**, 607, 1927.
264) O. W. Richardson, Beziehung zwischen sichtbaren und ultravioletten Wasserstoffbanden. Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 643, 1927.
265) A. E. Ruark, P. D. Foote, Ph. Rudwick u. R. L. Chenault, Anregung von Spektren durch aktiven Stickstoff. Journ. Opt. Soc. Amer. **14**, 17, 1927.
266) A) Terenin, Optische Anregung von Quecksilberhalogeniddämpfen. Nature **118**, 843, 1926, Ber. **8**, 833.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, März 1927.

(Eingegangen 10. April 1927.)

BESPRECHUNGEN.

K. Fladt, Gewöhnliche Differentialgleichungen. (Mathem. physikal. Bibl. Nr. 72.) Kl. 8°. 67 S. Mit 8 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1927. Kart. M. 1.20.

Der Verfasser gibt auf engem Raum ein klares Bild vom Wesen, der Leistungsfähigkeit und den eigentümlichen Schwierigkeiten der Differentialgleichungen. Das Problem wird rein mathematisch gefaßt und an wenigen sorgfältig ausgewählten Beispielen die Lösungsmöglichkeiten gezeigt, wobei natürlich die funktionentheoretischen Methoden nur erwähnt werden. Die Gleichungen 1. Ordnung werden hauptsächlich in geometrischer Deutung dargestellt. Hierbei steht die Picardsche Lösung in einem Sonderfall als typisch für den allgemeinen Existenzbeweis an der Spitze. Auch die singulare Lösung kommt ausführlich zur Sprache. Bei den Gleichungen 2. Ordnung steht ihre physikalische Bedeutung im Vordergrund (freie und erzwungene Schwingung, Dämpfung, Planetenbewegung).

Das Büchlein eignet sich als allererste Einführung in die Methoden der theoretischen Physik.

E. Nies.

P. Mildner, Über Luftdruckwellen. Synoptische Darstellung der 24tägigen und der 8tägigen Welle für die Zeit vom 10. Dezember 1923 bis zum 19. Februar 1924. (Veröffentl. d. geophysik. Inst. d. Univ. Leipzig (Dir. Prof. Dr. L. Weickmann). Zweite Serie. Spezialarbeiten aus dem geophysik. Inst. Bd. 3 (Heft 3), S. 173 bis 239). Mit einer Tabelle der Analysenergebnisse, 7 Figuren und 9 Tafeln. Leipzig 1926.

Die vorliegende Arbeit bildet eine Fortsetzung der von Weickmann in seinen „Wellen im Luftmeer" entwickelten Theorie der Symmetriepunkte im Luftdruckgang. Weickmann hat in seiner grundlegenden Abhandlung gezeigt, daß im Luftdruckgang Punkte vorhanden sind, in bezug auf welche für einen bestimmten Zeitraum der Kurvenverlauf symmetrisch ist. Diese Symmetriepunkte finden ihre Erklärung durch Überlagerung verschiedener rein sinusförmiger Elementarwellen von konstanter Amplitude und Periode. Weickmann hat das Vorhandensein der Symmetriepunkte und die Zerlegung in Einzelschwingungen im Luftdruckgang von einzelnen Stationen nachgewiesen; Mildner hat diese Untersuchungen räumlich auf ganz Europa ausgedehnt und an Hand von Karten eine übersichtliche Darstellung der 24 und 8tägigen Welle gegeben und zum Schluß eine Diskussion der Ergebnisse gebracht.

Das 1. Kapitel bringt einen wohl vielen Lesern sehr erwünschten Überblick über die bisherigen Versuche auf graphischem oder rechnerischem Wege Periodizitäten im Luftdruckgang aufzuspüren, gleichzeitig mit einer kritischen Würdigung der verschiedenen Methoden. Mildner selbst verwendet die harmonische Analyse und gibt vor Ausführung der Berechnungen eine theoretische Erörterung über die Frage, unter welchen Bedingungen den Konstanten der harmonischen Analyse eine physikalische Bedeutung zukommt; er findet, daß dieselben in den Zeitabschnitten erfüllt sind, welche einen „guten" Symmetriepunkt umschließen.

Zur Festlegung des richtigen Analysenintervalls ging der Verfasser von der Überlegung aus, daß in dem Zeitraum zwischen zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Symmetriepunkten die halben Wellenlängen der in ihm wirksamen Elementarschwingungen als ganze Vielfache enthalten sein müssen; hierbei ist jedoch Vorbedingung, daß in dem betrachteten Zeitraum eine thermische Verzerrung der Einzelwellen nicht zu fürchten ist; dies ist am besten wohl dann der Fall, wenn die beiden Symmetriepunkte in ein und dieselbe Jahreszeit fallen. Unter diesen Voraussetzungen wurde im Winter 1923/24 die Zeit vom 10. Dezember bis zum 19. Februar am geeignetsten gefunden. Für diesen Zeitraum von 72 Tagen wurde im Kapitel 4 die harmonische Analyse für insgesamt 230 europäische Stationen durchgeführt; berechnet wurden nur die Konstanten für das 3. und 9. Glied der Reihe, d. h. für die 24- und 8tägige Welle; die Ergebnisse, also Amplitude und Phase dieser beiden Elementarschwingungen, finden sich in Tabelle 1. Um in eine Diskussion der Resultate eintreten zu können, wurden Amplituden- und Phasenfelder in den Karten der Tafeln 1 und 2 dargestellt.

Die Karten der 24tägigen Welle zeigen, daß Isoamplituden und Isophasen geschlossen den Pol umgeben; die höchsten Amplitudenwerte werden im Polargebiet erreicht (Greenharbour 12,3 mm), gegen den Aquator nehmen die Amplituden ziemlich gleichmäßig ab. In das System bringt der Golfstrom eine Störung hinein; diese äußert sich in relativ geringer Amplitude zwischen Island und Schottland und zu hoher Amplitude im Südwesten der Britischen Inseln. Die Fortpflanzung der 24tägigen Welle ergibt sich aus den Isophasenfeldern im wesentlichen in nord-südlicher Richtung, die einzige Amphidromie liegt im östlichen Mittelmeer.

Die 8tägige Welle ist viel weniger scharf ausgeprägt; die Amplituden sind nur etwa halb so groß als bei der 24tägigen Welle, die beiden Maxima liegen

über dem südlichen Skandinavien und an der Ostküste Grönlands; das Phasenfeld zeigt diesmal 2 Amphidromien über Korsika im Süden und den Bäreninseln im Norden. Die Fortpflanzung erfolgt im Gegensatz zur 24tägigen Welle wenigstens in den mittleren Breiten in west-östlicher Richtung. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der beiden Wellen steht im umgekehrten Verhältnis ihrer Perioden.

Von den Phasen- und Amplitudenfeldern wird sodann dazu übergegangen, Isobarenkarten der isolierten Wellen und ihrer Superposition zu zeichnen; letztere werden in Vergleich gesetzt zu den wirklichen täglichen Wetterkarten. In sehr anschaulicher Weise tritt auf diesen Karten namentlich der 24tägige Rythmus der vom Azorenhoch einerseits und der Polarkalotte andererseits ausgehenden Pulsationen zutage, ein Bild für das „Atmen der Atmosphäre", wie es von Myrbach genannt hat.

Zum Schluß wird noch auf Zusammenhänge mit den Bergener Anschauungen über die Geschichte der Zyklonen, den Kälteausbrüchen nach Ficker und den Luftdruckschwankungen der Südhemisphäre nach Simpson hingewiesen.

Der große Vorzug der Untersuchungen des Leipziger geophysikalischen Instituts gegenüber den früheren Periodenforschungen besteht darin, daß hier von physikalischen Grundlagen ausgegangen wird, wodurch uns nicht nur die Tatsache des Vorhandenseins irgend welcher Perioden vermittelt, sondern uns gleichzeitig ein Einblick in den thermodynamischen Mechanismus unserer Atmosphäre gegeben wird. Welch geradezu wunderbare Gesetzmäßigkeiten hierbei zutage treten, wird ein demnächst in der meteorologischen Zeitschrift erscheinender Artikel von Hermann Zierl über die Verteilung der Symmetriepunkte zeigen.

Peregrin Zistler.

J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase. Nach der vierten englischen Auflage übersetzt und mit einer Ergänzung versehen von R. Fürth. 8°. 613 S. Mit 28 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1926. Geh. M. 35.—, geb. M. 38.—.

Wenn man die Bedürfnisfrage nach einer Übersetzung des mit Recht bekannten und geschätzten Lehrbuches von Jeans bejaht, so wird man es nur begrüßen können, daß sich ein so sachkundiger Anwalt wie R. Fürth für diese mühevolle und nicht leichte Aufgabe gefunden hat. Aber nicht nur sachlich, sondern auch stilistisch ist Fürth dieser Aufgabe durchaus gerecht geworden und hat obendrein durch Zusätze und Anmerkungen, die am Schluß des Buches zusammengestellt sind und immerhin 35 Seiten füllen, den Text in angenehmster Weise ergänzt. Die Anmerkungen bringen im wesentlichen nicht so sehr Erläuterungen zum Text, die das Verständnis erleichtern sollen, als im Anschluß an den Text Ergänzungen bezüglich besonders interessanter oder eben aktueller Fragen in Form von kurzen Angaben über die Methoden und Ergebnisse sowie vor allem auch recht vollständige Literaturhinweise; da Jeans mit der den Engländern nun einmal eigenen Virtuosität die neueren in deutscher Sprache veröffentlichten Arbeiten recht unvollständig erwähnt, werden die von Fürth gegebenen Literaturhinweise hauptsächlich den Studierenden die besten Dienste tun können.

In der Übersetzung hätte nach dem persönlichen Geschmack des Referenten der letzte Abschnitt über Strahlung und Quantentheorie stark gekürzt werden können. Er hat mit der dynamischen Theorie der Gase nur recht wenig zu tun und ist augenscheinlich (und wie dies der Verf. im Vorwort zu der dritten englischen Auflage auch selbst angibt) den englischen, mit diesen Dingen noch nicht so vertrauten Lesern zuliebe angefügt. So stört er eigentlich die Einheitlichkeit des Buches und findet seine Berechtigung nur insoweit, als er eine notwendige Weiterführung seines ersten Kapitels enthält, in dem die allgemeinen Grundlagen der klassischen statistischen Mechanik und der Energieverteilung in kontinuierlichen Medien behandelt werden.

R. Seeliger.

A. Seitz, Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut. 8°. IV u. 118 S. Mit 6 Tafeln. Berlin, J. Springer. 1926. Geh. M. 4.—, geb. M. 5.70.

Als Gedächnisgabe zum 100. Todestage Fraunhofers bietet uns der Verfasser eine Lebensbeschreibung Fraunhofers und seines Institutes. Mit großer Mühe und Sorgfalt sind aus den verschiedensten Archiven die Urkunden gesammelt, wie z. B. Auszug aus dem Taufbuche, Lehrbuch und Gesellenzeugnis seines Lehrmeisters Weichselberger, Vertrag mit Utzschneider, charakteristische Proben seines Briefwechels und nachträgliche Erinnerungen seiner Zeitgenossen. Es ergibt sich daraus als besonderer Charakterzug Fraunhofers: sein völliges Aufgehen in das von ihm geleitete Institut bei größter Selbstlosigkeit und Anspruchslosigkeit für seine Person.

Von größtem Interesse ist es an Hand der gebotenen Preislisten zu verfolgen, wie die Werkstätte im Laufe der Zeit wächst und welche Fortschritte in der Konstruktion der Fernrohre, ihrer Hilfsapparate und der Mikroskope gemacht wurden, wobei besonders die Vorschriften Fraunhofers zur Aufstellung des großen Refraktors hervorzuheben sind. Eine wertvolle Arbeit, für die wir dem Verf. zu danken haben.

Linnemann.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Peter Debye in gleicher Eigenschaft an die Universität Leipzig.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hermann Menzel für allgemeine anorganische und analytische Chemie, an der Universität Marburg Dr. Rudolf Tomaschek (bisher in Heidelberg) für Physik, an der Technischen Hochschule München (am 16. November 1926) der Hauptobservator der bayerischen Landeswetterwarte Dr. Anton Huber für Meteorologie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Ludwig Orthner für organische Chemie, an der Universität Basel Dr. Hans Erlenmeyer für Chemie.

Ernannt: Der Professor der technologischen Chemie an der Universität Manchester F. L. Pyman zum Leiter des Forschungslaboratoriums der Boots puredrug Company, Dr M. J. Marshall zum Associate Professor für Chemie an der Universität von British Columbia in Vancouver.

Gestorben: Der frühere ord. Professor an der Hochschule Stockholm Dr. Gösta Mittag-Leffler, der Chemiker und Ingenieur Hans Alfred W. Blücher in Leipzig, der Professor der Chemie an der Staatsuniversität von Wisconsin in Madison Dr. Viktor Lenher.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.